

N° D'ORDRE :

217

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

JEAN-BAPTISTE BELLICARD

1^{re} THÈSE. — ETUDE AU SPECTROMÈTRE β A DOUBLE FOCALISATION
D'ÉLECTRONS DE FAIBLES ÉNERGIES ÉMIS PAR LES
SUBSTANCES RADIOACTIVES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 20 décembre 1955 devant la Commission d'examen.

MM. THIBAUD..... *Président.*

PRETTRE } *Examineurs.*
MOUSSA }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1956

N° D'ORDRE :

217

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

JEAN-BAPTISTE BELLICARD

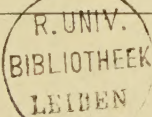
1^{re} THÈSE. — ETUDE AU SPECTROMÈTRE β A DOUBLE FOCALISATION
D'ÉLECTRONS DE FAIBLES ÉNERGIES ÉMIS PAR LES
SUBSTANCES RADIOACTIVES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 20 décembre 1955 devant la Commission d'examen.

MM. THIBAUD..... *Président.*

PRETTRE } *Examineurs.*
MOUSSA }



PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1956

UNIVERSITÉ DE LYON. FACULTÉ DES SCIENCES

Doyen honoraire

M. LONGCHAMBON, O. *,  I., +, Méd. Résistance.

Professeurs honoraires

MM. FROMAGEOT,  I.

LOCQUIN, *,  I., Correspondant de l'Institut.

DE LARAMBERGUE,  A.

Doyen

M. DOUIN, O. *,  I.

Assesseur

M. EYRAUD, *,  I.

Professeurs

MM. LONGCHAMBON, O. *,  I., +, M.R.	Minéralogie.
DOUIN, O. *,  I.	Botanique.
SOLLAUD, *,  I.	Zoologie.
DEJARDIN, O. *,  I.	Physique générale.
EYRAUD, H. *,  I.	Calcul différentiel et intégral.
THIBAUD,  I.	Physique atomique.
THORAL,  I.	Géologie.
DOEUVRE, *,  I.	Chimie organique.
CORDIER, O. *,  I., +, 	Physiologie.
KÜHNER, *,  I.	Botanique.
PRETTRE, *,  I.	Chimie industrielle.
DUFAY, *,  I.	Astronomie.
AUMERAS,  I.	Chimie.
COURTY,  I.	Chimie-Physique.
COLONGE,  I.	Chimie.
PARIS	Chimie minérale.
MALÉCOT,  I.	Mécanique rationnelle et appliquée.
BERNARD,  I.	Physique.
JANIN,  A.	Physique.
MENTZER,  A.	Chimie biologique.
FLANDRIN	Géologie appliquée.
NIGON	Zoologie expérimentale.
VIRET, *,  I.	Géologie.
MOUSSA,  A.	Systématique des noyaux atomiques.
BRACONNIER	Mathématiques.
WAUTIER	Zoologie.

Maîtres de conférences

MM. CUEILLERON	Chimie.
BOUTILLIER	Minéralogie.
GAUTHIER (H.)	Géologie du Quaternaire.
BOIDIN	Botanique.
CHOPIN	Chimie biologique.
JAFFARD	Mathématiques.
LONCHAMP	Physique.
EYRAUD (C.)	Chimie minérale.
LAFOUCRIERE	Physique nucléaire.
LAVIOLETTE	Zoologie expérimentale.
DESSAUX	Physiologie.

Chargés de cours complémentaires

M ^{me} FIASSON	Zoologie.
MM. MESNARD	Physique.
PENNANEACH,  A.	Mathématiques.
GAUTHIER (J.),  A.	Chimie.
DAVID (L.)	Géologie.
STRIFFLING	Météorologie.
MAZENOT	Géologie.
MURET	Botanique.
FIASSON	Zoologie.
TRANCHAT	Physique.

Secrétaire

M. ROUX,  I.

A MON MAÎTRE

MONSIEUR LE PROFESSEUR A. MOUSSA

En hommage de ma profonde reconnaissance.

A MA FEMME

A MES PARENTS

Ces travaux ont été exécutés à l'Institut de Physique Atomique de Lyon sous la direction de M. le Professeur A. Moussa à qui je tiens à exprimer toute ma reconnaissance pour l'appui constant qu'il n'a cessé de m'accorder et pour tous les moyens qu'il a mis à ma disposition.

Je remercie également M. le Professeur J. Thibaud pour l'intérêt qu'il a bien voulu apporter à ce travail. Je tiens à souligner que la compétence des collaborateurs techniques du laboratoire nous a rendu les plus grands services.

Pendant l'exécution de ce travail, j'ai bénéficié d'une allocation du Centre National de la Recherche Scientifique; j'ai bénéficié également de l'aide matérielle apportée à l'Institut de Physique Atomique par le Commissariat à l'Energie Atomique et par le Centre National de la Recherche Scientifique.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

ÉTUDE AU SPECTROMÈTRE A DOUBLE FOCALISATION D'ÉLECTRONS DE FAIBLES ÉNERGIES ÉMIS PAR LES SUBSTANCES RADIOACTIVES

Par J.-B. BELLICARD

INTRODUCTION

La spectrographie magnétique s'est révélée depuis sa découverte (Danysz, Chadwick) comme un moyen précieux d'investigation en physique nucléaire.

Les premiers travaux précis de spectrographie effectués par J. Thibaud (T_1) et C. D. Ellis (E_1) ont montré la qualité des renseignements que l'on pouvait obtenir ainsi sur les niveaux énergétiques des noyaux, soit par l'étude des spectres de conversion interne, soit par l'enregistrement des spectres de photo-électrons produits par les rayonnements γ .

La complexité des spectres présentés par les radio-éléments naturels et leur petit nombre n'apportaient que des éléments de contrôle insuffisants aux théoriciens. Il a fallu attendre le développement des méthodes de production des radio-éléments artificiels pour confirmer l'importance des résultats apportés par la spectrographie nucléaire et asseoir les théories développées à propos des émissions β et γ sur des bases expérimentales solides.

La nécessité de disposer d'appareils à très grand pouvoir séparateur s'est vite imposée aux spectroscopistes pour accroître la précision des résultats. L'ancienne méthode de la focalisation semi-circulaire pouvait répondre à cette préoccupation mais elle ne permettait pas la focalisation spatiale ; cet avantage était apporté par les spectromètres à lentille mais leur principe éliminait l'emploi du faisceau électronique central indispensable pourtant pour obtenir un grand pouvoir de résolution.

Le principe de la double focalisation développé par N. Svartholm et K. Siegbahn (S_1) combine les avantages de la focalisation spatiale

(grande transmission) à ceux de l'emploi du faisceau central (grand pouvoir de résolution). Svartholm et Siegbahn y sont parvenus à partir d'un champ magnétique inhomogène, de symétrie axiale, dont la loi de variation était choisie pour ajuster simultanément la focalisation axiale et la focalisation radiale.

Les premiers appareils construits sur ce principe ont justifié pratiquement les prévisions théoriques mais pour le domaine des faibles énergies l'emploi d'un circuit magnétique à fer présente divers inconvénients. La conservation de la topographie du champ focalisateur pour de faibles intensités du courant magnétisant ne peut être atteinte que par l'emploi de circuits magnétiques sans fer.

Parallèlement, la mise au point de techniques de préparation de sources de grande activité spécifique déposées sur des supports le moins diffusants possible s'est révélée essentielle pour obtenir un entrecroisement fidèle de la forme des spectres explorés.

Nous avons conçu et réalisé un spectromètre à double focalisation et à bobines sans fer. Il a été utilisé pour l'étude d'électrons de basses énergies, notamment les électrons de conversion du ^{60}Co , les électrons Auger-K du ^{65}Zn et du ^{57}Co et les électrons Auger-L du dépôt actif du thorium. L'influence du back-scattering sur la forme des spectres a fait l'objet d'une étude particulière.

CHAPITRE PREMIER

Les perturbations du cortège électronique accompagnant les phénomènes radioactifs.

La conversion interne. — La conversion interne permet d'étudier les niveaux excités des noyaux formés par désintégration α ou β .

Tant du point de vue expérimental (J. Thibaud : réf. T₂) que théorique (Taylor et Mott : réf. T₁), il a été démontré que la conversion interne ne résulte pas d'un effet photo-électrique. Il faut considérer que l'énergie d'excitation du noyau est transmise à l'électron par interaction électromagnétique entre les nucléons et le cortège électronique.

La probabilité de transition d'un noyau de son niveau excité à son état fondamental comprend deux termes :

$T_e(i, f)$ probabilité de conversion interne pour un noyau passant de l'état i à l'état f .

$T_\gamma(i, f)$ probabilité de transition par émission γ .

Le rapport de ces deux probabilités constitue le coefficient de conversion interne :

$$\alpha_i \text{ (ou } \beta_i) = \frac{T_e(i, f)}{T_\gamma(i, f)}.$$

α_l ou β_l désignant respectivement les coefficients de conversion relatifs à des transitions électriques E_l ou magnétiques M_l d'ordre l .

Des expressions théoriques exactes de ces coefficients ont été notamment déterminées par Tralli et Goertzel (T_3) par application des méthodes quantiques relativistes de Dirac. Partant de ces expressions Rose et ses collaborateurs (R_1) ont établi des tables de coefficients de conversion interne d'où l'on peut extraire par interpolation les coefficients recherchés.

La spectrographie magnétique donnera surtout des renseignements utiles sur les rapports des coefficients de conversion interne dans les différentes couches ou sous-couches électroniques (rapports K/L , L_I/L_{II} , etc.).

L'effet Auger. — Les vacances dans les couches électroniques produites soit par la capture d'électrons, soit par l'émission d'électrons de conversion peuvent être comblées par des électrons des couches plus externes ; l'énergie résiduelle est alors libérée soit sous la forme d'un quantum X , soit transmise à un électron d'une couche voisine qui est éjecté de l'atome : c'est un électron Auger.

On désignera par électron Auger K ceux qui résultent d'une vacance primaire dans la couche K . Un électron Auger KL_pL_q résulte d'une vacance primaire dans la couche K qui est comblée par un électron L_p , l'énergie résiduelle étant transmise à un électron L_q qui est éjecté.

1° ÉNERGIE DES ÉLECTRONS AUGER. — La conservation de l'énergie permet de déduire facilement l'énergie des électrons Auger si l'on considère l'ionisation de l'atome avant et après la transition.

Un électron Auger KL_pL_q aura une énergie :

$$W_{KL_pL_q} = (K)_Z - (L_p)_Z - L_q(L_p)_Z.$$

$(K)_Z$, $(L_p)_Z$: énergies de liaison dans les couches K et L_p de l'atome Z .

$L_q(L_p)_Z$ énergie de liaison dans la couche L_q de l'atome Z quand il y a une vacance dans la couche L_p .

On a peu de données expérimentales sur les énergies de liaison des atomes ionisés : $L_q(L_p)_Z$ pourrait s'obtenir par l'observation des raies satellites K ; toutefois des calculs théoriques effectués par Wolfe (W_1) et Kennard (K_1) ont permis de les déterminer pour les atomes légers. Les résultats expérimentaux nous montrent que $(L_q)_Z < L_q(L_p)_Z < (L_q)_{Z+1}$; on en déduit que l'énergie de liaison de ces électrons peut se rattacher à une variation du nombre atomique Z . C'est ce que Bergström et Hill (B_1) ont pensé en écrivant :

$$\Delta Z = \frac{L_p(L_q) - (L_p)_Z}{(L_p)_{Z+1} - (L_p)_Z}.$$

Ainsi :

$$W_{KL_pL_q} = (K - L_q)_Z - (L_p)_Z + \Delta Z.$$

La détermination expérimentale de ΔZ pourra s'effectuer par l'étude des raies Auger.

2° INTENSITÉ DES RAIES AUGER. — Dans une couche atomique, la fraction ω du nombre de vacances primaires observées conduisant à l'émission des rayons X est appelée le taux de fluorescence; de façon similaire, le rendement Auger peut être défini comme la fraction α conduisant à l'émission Auger. Lorsqu'une désintégration est accompagnée d'une émission γ , le rendement Auger peut être déduit par comparaison de surfaces correspondant à la raie de conversion et aux raies Auger consécutives.

Plusieurs théories de l'émission Auger ont été élaborées (P_1 , B_2 , M_1); seule celle de Hill (H_1) a trouvé sa justification dans les résultats expérimentaux. Hill a estimé que l'émission Auger pouvait provenir de la conversion interne des rayons X. Cette hypothèse est justifiée puisque le calcul des coefficients de conversion ne dépend pas du modèle particulier du noyau mais seulement de la nature des électrons atomiques qui réagissent avec le champ de radiation.

CHAPITRE II

Réalisation d'un spectromètre β à double focalisation et à bobines sans fer.

I. Propriétés optiques d'un champ magnétique à symétrie de révolution et à plan de symétrie.

Un champ magnétique à symétrie de révolution présente des propriétés de focalisation axiale et radiale. Si la configuration du champ présente un plan de symétrie perpendiculaire à l'axe de révolution, des électrons de quantité de mouvement $m\vec{V}$ pourront décrire dans ce plan des trajectoires stationnaires par rapport aux variables r et z ; ces trajectoires seront des cercles centrés sur l'axe, leur rayon ρ est lié à la quantité de mouvement par $\rho H = \frac{mV}{e}$.

V : vitesse tangente à la trajectoire stationnaire.

Si l'on considère sur l'une de ces trajectoires stationnaires une source d'électrons monocinétiques de vitesse V ils pourront être repérés individuellement par les angles γ et φ .

γ : angle de la vitesse initiale V avec la tangente à la trajectoire stationnaire.

φ : angle de la projection de V sur le plan de symétrie avec la direction radiale OR.

Un faisceau d'électrons caractérisés par de faibles valeurs de l'angle γ rencontrera à nouveau le plan de symétrie après une rotation Φ_z et le cylindre $\rho = r_0$ après une rotation Φ_r .

L'étude des petits mouvements au voisinage de la trajectoire stationnaire permet d'obtenir l'expression analytique des angles de focalisation en fonction de la composante axiale du champ magnétique $H(r_0)$ et de sa dérivée.

$$\Phi_r = \pi \left[1 + r_0 \frac{H'(r_0)}{H(r_0)} \right]^{-1/2} \quad \Phi_z = \pi \left[-r_0 \frac{H'(r_0)}{H(r_0)} \right]^{-1/2}.$$

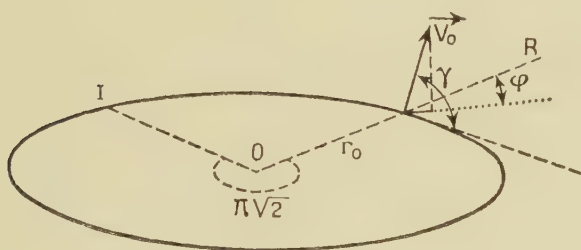


Fig. 1. — Définition des angles γ et φ .

La focalisation axiale ne sera obtenue que si $H(r)$ est une fonction décroissante de r ; la focalisation radiale sera atteinte si $H(r)$ décroît moins rapidement que r^{-1} ; ces conditions avaient déjà été soulignées par Kerst et Serber pour l'étude de la stabilité des trajectoires électroniques du bétatron (K_3).

Ces angles de focalisation sont liés par une relation très simple :

$$\frac{1}{\Phi_r^2} + \frac{1}{\Phi_z^2} = \frac{1}{\pi^2}.$$

N. Svartholm et K. Siegbahn (S_1) ont remarqué que les deux angles de focalisation pouvaient être rendus égaux pourvu que l'on ait :

$$\frac{H'(r_0)}{H(r_0)} = -\frac{1}{2r_0}. \quad (A)$$

L'angle de focalisation unique prend alors la valeur $\Phi_r = \Phi_z = \pi\sqrt{2}$. Si la condition A est réalisée, le champ magnétique présente les propriétés d'un système de Gauss dont l'axe optique serait un cercle de rayon r_0 . L'image d'un objet donné par ce système se formerait dans un plan

méridien faisant un angle de $\pi/2$ avec le plan objet, elle serait de grandeur égale et renversée.

La variation de la composante axiale du champ magnétique, au voisinage de la trajectoire stationnaire, peut être précisée si l'on examine son développement suivant les puissances de $(r - r_0)$, il peut s'écrire :

$$H(r) = H_0(1 + \alpha_1(r - r_0) + \alpha_2(r - r_0)^2 + \alpha_3(r - r_0)^3 + \dots).$$

Seule la valeur de α_1 nous est imposée par la condition A, les autres coefficients du développement sont à notre disposition. Dans la mesure où nous nous limiterons aux approximations du deuxième ordre, on verra que le coefficient α_2 règle la définition de l'image optique du système.

Si la condition A est réalisée non seulement sur la trajectoire stationnaire, mais de part et d'autre dans le plan de symétrie, elle peut conduire par intégration à une loi de variation du champ de la forme $H(r) = Kr^{-1/2}$ valable dans cette zone.

Formation de l'image optique d'une source ponctuelle dans un spectromètre à double focalisation. — Nous rappellerons que les qualités d'un spectrographe sont caractérisées par les pouvoirs de résolution qu'il permet d'atteindre dans des conditions expérimentales déterminées. Le pouvoir de résolution est la largeur relative prise à mi-hauteur d'une raie formée par un faisceau d'électrons monocinétiques.

L'étude des aberrations permet d'établir la contribution des différents

facteurs entrant dans le pouvoir de résolution : dispersion de l'appareil, ouverture du faisceau, dimensions de la source et d'en assurer l'équilibre pour obtenir le meilleur pouvoir de résolution pour une ouverture donnée.

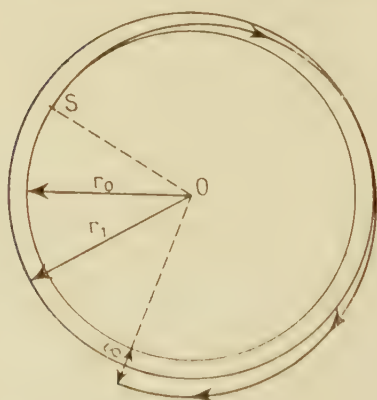


Fig. 2. — Définition de la dispersion.

1° LA DISPERSION PRÉCISE LE DÉPLACEMENT δ DE L'IMAGE QUI RÉSULTERAIT D'UNE VARIATION $\Delta(mV)$ DE LA QUANTITÉ DE MOUVEMENT DES ÉLECTRONS ÉMIS PAR LA SOURCE. — La dispersion s'exprime en valeur relative et peut s'assimiler aux aberrations chromatiques des instruments d'optique. Elle se calcule simplement en employant

la loi de variation du champ déjà définie :

$$H(r) = Kr^{-1/2} \quad (B)$$

$$\frac{\Delta(mV)}{mV} = \frac{\Delta(\rho H)}{\rho H} = \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta H}{H}.$$

Selon (B) :

$$\frac{\Delta H}{H} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta r}{r} \cdot$$

$$\frac{\Delta(\rho H)}{\rho H} = \frac{1}{2} \frac{\Delta r}{r} \cdot \quad \Delta r = r - r_0$$

La variation ΔV de V entraîne une variation Δr du rayon de l'axe optique. Si l'on examine la figure 2, on voit que dans le plan médian un électron de vitesse $V_1 = V_0 + \Delta V$ a son image sur un cercle de rayon $r_0 + \Delta r = r_0 + \delta$:

$$\frac{\Delta(\rho H)}{\rho H} = \frac{1}{4} \cdot \frac{\delta}{r} \cdot$$

Pour un champ uniforme on avait seulement $\delta = 2r_0 \frac{\Delta V}{V}$, la dispersion était deux fois moins importante.

2° DÉFAUTS DE L'IMAGE : ILS RÉSULTENT SURTOUT DES ABERRATIONS DE SPHÉRICITÉ INHÉRENTES AU SYSTÈME OPTIQUE ADOPTÉ ET DE L'ASTIGMATISME APPORTÉ PAR LES CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT DES APPAREILS.

a) Les aberrations de sphéricité peuvent être déterminées aisément si l'on connaît les trajectoires électroniques. M. Svartholm et P. Hubert (S_3 , H_3) ont déterminé par approximations successives les trajectoires voisines de la trajectoire stationnaire. Nous ne reproduirons pas leurs calculs mais nous en déduirons les coordonnées réduites ρ et ζ sur le plan méridien image du point d'impact d'un électron dont la vitesse initiale est définie par les angles γ et φ :

$$\frac{r - r_0}{r_0} = \frac{\rho}{r_0} = -\frac{2}{3} [(8\alpha_2 - 1)\gamma^2 \cos^2 \varphi + (3 - 8\alpha_2)\gamma^2 \sin^2 \varphi].$$

$$\frac{\zeta}{r_0} = -\frac{2}{3} [3 - 8\alpha_2]\gamma^2 \sin 2\varphi.$$

Ces coordonnées dépendent essentiellement du coefficient α_2 que nous avons rencontré dans le développement de la composante axiale du champ magnétique. Il en sera de même des aberrations.

Si $\alpha_2 = \frac{3}{8}$, à une approximation du deuxième ordre près, nous n'avons pas d'aberration axiale, la valeur donnée à ce coefficient correspond à celle trouvée dans le développement d'une fonction $H(r) = Kr^{-1/2}$; on a donc intérêt à utiliser cette loi de variation du champ si l'on veut conserver dans un appareil le maximum de luminosité en ouvrant le faisceau axialement le plus possible.

Nous avons pu déterminer les contours des images formées par les électrons émis par une source ponctuelle et transmis par un diaphragme rectangulaire pour quelques valeurs caractéristiques de α_2 .

La figure 3 représente les contours obtenus; les lettres indiquent les

points correspondants du bord du diaphragme rectangulaire limitant le faisceau et porté sur la gauche de la figure.

Pour une loi de variation du champ $H(r) = Kr^{-1/2}$, l'image se réduit à un segment de droite de longueur $OS = -\frac{4}{3}\gamma^2 \cos^2 \varphi$.

Pour $z_2 = +1.8$, on voit que l'on obtient une tache d'aberration de

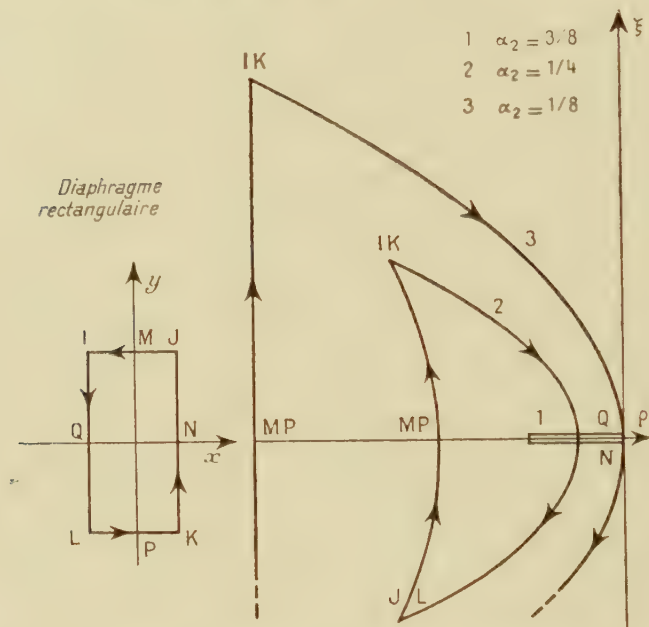


Fig. 3. — Contours de l'image d'une source ponctuelle transmise par diaphragme rectangulaire.

dimensions importantes. L'emploi de ce champ avait été préconisé par Schull et Dennison (S_4) pour essayer d'obtenir une focalisation radiale meilleure que celle obtenue pour $z_2 = 3.8$. Ce résultat peut être effectivement atteint avec un diaphragme circulaire, mais au prix d'une perte appréciable de luminosité.

On a également figuré le contour d'image pour $z_2 = 1/4$, valeur intermédiaire des deux précédentes.

Ces contours une fois déterminés, il faut définir l'éclairement I de l'image pour une source ponctuelle émettant N électrons/stérad/sec, c'est-à-dire le rapport d'un élément d'angle solide déterminé du faisceau à l'élément de surface de l'image correspondant. On a en somme à définir le rapport de deux éléments de surface qui se correspondent

par transformation de coordonnées. A l'élément $\gamma d\gamma d\varphi$ de l'angle solide correspond un élément $\frac{d\rho d\zeta}{r_0^2}$ de l'image :

$$\frac{d\rho d\zeta}{r_0^2} = | \Delta(\gamma, \varphi) | d\gamma d\varphi.$$

$\Delta(\gamma, \varphi)$ est le jacobien des fonctions $\frac{\rho}{r_0}$ et $\frac{\zeta}{r_0}$ exprimées en fonction de γ et φ .

L'expression de I peut s'établir facilement :

$$I = \frac{N\gamma}{\Delta(\gamma, \varphi)} = \frac{N}{4r_0^2(A \sin^2 \varphi - B \cos^2 \varphi)}.$$

On peut repasser aux coordonnées réduites ρ et ζ :

$$I = \frac{N}{4r_0 \sqrt{B^2 \rho^2 - AB \zeta^2}}.$$

En intégrant cette expression par rapport à ζ entre les limites de la tache d'aberration, on obtiendrait le nombre d'électrons pénétrant par une fente de largeur $d\rho$ d'abscisse ρ . Le nombre obtenu serait une fonction de ρ représentant l'intensité d'une ligne de focalisation enregistrée au moyen d'un compteur G.-M. dont l'ouverture serait la fente ainsi définie.

b) L'absence de stigmatisme peut provenir d'une déformation du champ affectant le coefficient α_1 . Cette déformation se rencontre surtout dans les appareils à noyau de fer en raison de la rémanence ; par ailleurs l'influence du champ magnétique terrestre n'est plus négligeable aux faibles énergies et modifie la topographie du champ de façon appréciable. Cette déformation se traduit par une variation ε du coefficient α_1 .

Si $\alpha_1 = -\frac{1}{2}(1 + \varepsilon)$, la trajectoire d'un électron lancé dans le plan de symétrie du champ est déterminée par :

$$r - r_0 = r_0 \gamma_1 \left(\frac{1 + \varepsilon}{2} \right)^{1/2} \sin \Phi \left(\frac{1 + \varepsilon}{2} \right)^{1/2}.$$

Dans le plan méridien image $\Phi = \pi\sqrt{2}$ on obtient :

$$r - r_0 = -\frac{r_0 \gamma_1 \varepsilon \pi}{\sqrt{2}},$$

ce qui signifie que la largeur d'astigmatisme δ_{ax} peut atteindre la valeur :

$$\delta_{ax} = r_0 \gamma_1 \varepsilon \pi \sqrt{2}.$$

La forme de cette égalité montre que la tache résultant d'un défaut de stigmatisme a un éclairement sensiblement uniforme.

Analyse des formes théoriques de raie enregistrées par un spectromètre à double focalisation. — Dans l'exposé qui suivra, nous considérerons que le champ magnétique assure non seulement une double focalisation par la condition $A(z_1 = -\frac{1}{2})$ mais que la variation de sa composante axiale dans le plan de symétrie obéit à la loi $H(r) = Kr^{-1/2}$. Ces deux conditions ont été réalisées dans l'appareil que nous avons construit parce que nous désirions non seulement nous assurer de la double focalisation mais garder l'avantage d'une bonne focalisation axiale pour accroître la luminosité de l'appareil.

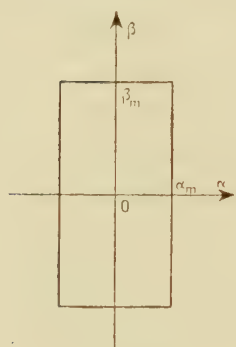


Fig. 3 bis.

Considérons une source ponctuelle émettant N_0 électrons/stérad/sec, le faisceau étant limité par un diaphragme rectangulaire que l'on explore suivant les paramètres α et β .

$N = 4\alpha_m\beta_m N_0$ électrons seront transmis par le diaphragme.

La tache d'aberration radiale pour une ouverture 2α atteint une dimension $\rho = -\frac{4}{3}r_0\alpha^2$.

$\Delta\rho = -\frac{8}{3}r_0\alpha d\alpha$ correspond $dN = 4\beta_m N_0 d\alpha$ électrons et la répartition d'éclairement de la tache d'aberration qui en découle est :

$$\frac{dN}{d\rho} = -\frac{3}{2}\frac{\beta_m}{r_0\alpha} = -N_0\frac{\beta_m}{r_0\alpha}\sqrt{-\frac{3}{r_0\rho}}.$$

ANALYSE DES FORMES DE RAIES ENREGISTRÉES PAR LA MÉTHODE PHOTOGRAPHIQUE. — On peut maintenant analyser complètement le cas d'une source étendue de largeur $2s$ de longueur l émettant n électrons. $\text{cm}^2/\text{stérad}/\text{sec}$.

Si l'on considère en y un élément dy de cette source, il donne lieu à une répartition d'intensité dans le plan image :

$$\frac{d^2N}{d\rho dy} = -n\frac{l}{r_0}\sqrt{-\frac{3}{r_0\rho}}(y).$$

Pour avoir l'intensité recueillie dans l'élément $d\rho$ situé en ρ il faut intégrer $\frac{d^2N}{d\rho dy}$ sur la portion de source qui contribue à la formation de l'image en ρ . On voit facilement que l'image s'étendra entre des valeurs de ρ comprises entre des valeurs $\rho = +s$ et $\rho = a - s$.

Les limites de l'intégration effectuée sur y seront différentes suivant que $|a| < 2s$ ou $|a| > 2s$; on traitera séparément ces deux cas.

1° $|a| < 2s$. — On posera :

$$\frac{d^2N}{d\rho dy} = -\frac{\beta\sqrt{3}}{\sqrt{r_0}} (-\rho - y)^{-1/2} dy = K(-\rho - y)^{-1/2} dy.$$

Les expressions de l'intensité $\frac{dN}{d\rho}$ sont portées dans le tableau ; elles diffèrent suivant l'intervalle $\Delta\rho$ considéré.

ρ	$a - s < \rho < -s$	$-s < \rho < a + s$	$a + s < \rho < s$
$I = \frac{dN}{d\rho}$	$2K[(-a)^{1/2} - (-\rho - s)^{1/2}]$	$2K(-a)^{1/2}$	$2K(s - \rho)^{1/2}$

L'examen de l'intensité répartie montre l'existence d'une zone centrale d'intensité uniforme que l'on peut éviter en faisant $|a| = 2s$.

2° $|a| > 2s$. — On doit également distinguer dans l'image formée trois zones où les intensités portées dans le tableau ci-dessous sont différentes :

ρ	$a - s < \rho < s + a$	$s + a < \rho < -s$	$-s < \rho < s$
$I = \frac{dN}{d\rho}$	$2K[(-a)^{1/2} - (-\rho - s)^{1/2}]$	$2K[(s - \rho)^{1/2} - (-\rho - s)^{1/2}]$	$2K(s - \rho)^{1/2}$

Les intensités ainsi définies seraient celles que l'on rencontrerait si les raies étaient enregistrées photographiquement. Dans la pratique nous rejeterons le cas $|a| > 2s$ puisque l'on peut utiliser une source plus large donc plus intense sans diminuer sensiblement le pouvoir séparateur.

La zone d'intensité uniforme rencontrée pour $|a| < 2s$ peut nuire au pouvoir séparateur, il convient de la supprimer en ouvrant le faisceau jusqu'à sa disparition. On est ainsi amené à adopter pratiquement le cas $|a| = 2s$. Le graphique 4a représente le profil de raie obtenu dans ce cas particulier.

L'examen de la forme de raie obtenue pour $|a| = 2s$ permet d'évaluer un pouvoir séparateur théorique si l'on se rapporte à la largeur prise à mi-hauteur de la raie. On obtient ainsi :

$$\left[\frac{\Delta(\rho H)}{\rho H} \right]_{Th} = \frac{1}{2} \frac{s}{r_0}.$$

ENREGISTREMENT D'UNE RAIE AU COMPTEUR. — Dans ce cas, on fait défiler la raie sur la fente du compteur, il revient au même de faire défiler une fente devant la raie et d'intégrer chaque fois la somme des intensités reçues. C'est ce que nous avons fait pour un compteur dont la fente a une largeur $2e = 2s$; nous avons pu mener l'intégration directement et obtenir point par point la forme de la raie enregistrée par ce compteur.

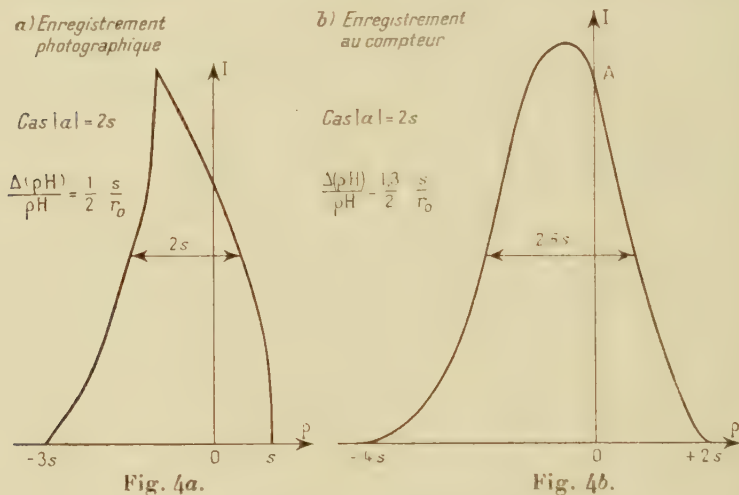


Fig. 4. — Forme théorique des raies.

La figure 4b représente la forme d'une raie enregistrée ainsi; sa largeur à mi-hauteur qui est de $2,6s$ correspond à un pouvoir séparateur théorique :

$$\frac{\Delta(\rho H)}{\rho H} = \frac{1,3}{2} \frac{s}{r_0}.$$

Nous verrons que cette valeur conduit à des résultats proches de ceux apportés par l'expérience.

11. Réalisation d'un spectromètre β à plan de symétrie et double focalisation réalisé au moyen de bobines sans fer.

Les avantages de la double focalisation que nous avons établis précédemment ont été retenus pour la construction de nombreux spectromètres β ; les réalisateurs ont employé un circuit magnétique à fer et s'assuraient la topographie de champ désirée en donnant aux pièces polaires des formes convenables (H_2 , K_2).

Ces appareils présentent tous un grave inconvénient. Pour de grands

rayons de la trajectoire électronique moyenne et pour des électrons de faibles énergies, l'intensité du champ magnétique est petite et la topographie du champ se modifie quand on fait varier le courant magnétisant en raison de la rémanence du fer. Les propriétés de focalisation de l'appareil sont non seulement modifiées mais il n'y a plus proportionnalité entre le courant circulant dans les bobines et le champ ; un dispositif de mesure doit permettre de contrôler constamment l'intensité de ce dernier.

Ces inconvénients sont complètement éliminés si l'on emploie un circuit magnétique constitué par des bobines sans fer. Le champ est alors proportionnel à l'intensité du courant ; les seules corrections à apporter sont celles dues au champ terrestre s'il n'est pas compensé et à la dilatation thermique des bobines.

Nous avons entrepris la réalisation d'un tel appareil à l'Institut de Physique atomique de Lyon.

Réalisation du champ magnétique.

a) *Courants supposés filiformes.* — Le champ devant présenter un plan de symétrie nous n'utiliserons que des couples de bobines symétriques par rapport à ce plan. L'étude précédente nous a montré qu'il y avait intérêt à ce que la condition $B(H\sqrt{r} = C^{te})$ soit satisfaite dans le plan de symétrie au voisinage de la trajectoire électronique moyenne ; les couples de bobines seront donc choisis de façon à ce que cette condition soit respectée de façon précise. On désignera par R le rayon d'une bobine assimilée d'abord à un courant filiforme, par l sa distance au plan médian, on est conduit à calculer la composante axiale du champ créé par le courant circulaire en fonction des paramètres :

$$\alpha = \frac{r}{R} \quad \text{et} \quad \zeta = \frac{l}{R} \quad H = \frac{i}{R} f(\alpha, \zeta).$$

Nous avons tenté d'effectuer ce calcul de différentes manières (M_5), l'expression la plus pratique pour effectuer des calculs numériques a été la suivante :

$$(1) \quad f(\alpha, \zeta) = \frac{2}{\sqrt{(1+\alpha)^2 + \zeta^2}} \left[F_1(\theta) + \frac{1-\alpha^2-\zeta^2}{(1+\alpha)^2 + \zeta^2} E_1(\theta) \right].$$

F_1 et E_1 désignant les intégrales elliptiques complètes de 1^{re} et de 2^e espèce correspondant à l'expression suivante de l'angle modulaire θ :

$$\sin \theta = \frac{4\alpha}{(1+\alpha)^2 + \zeta^2}.$$

En partant de l'expression (1), nous avons effectué les calculs dans le domaine :

$$0 \leq \alpha \leq 1,3 \quad \text{et} \quad 0 \leq \zeta \leq 1,2.$$

Pour choisir les associations de bobines (M_6 , M_8), il est commode de tracer le réseau $f\sqrt{\alpha}$ (fig. 5) en fonction de α et de ζ . Un seul couple de bobines pourrait donner la solution du problème si l'on voulait se

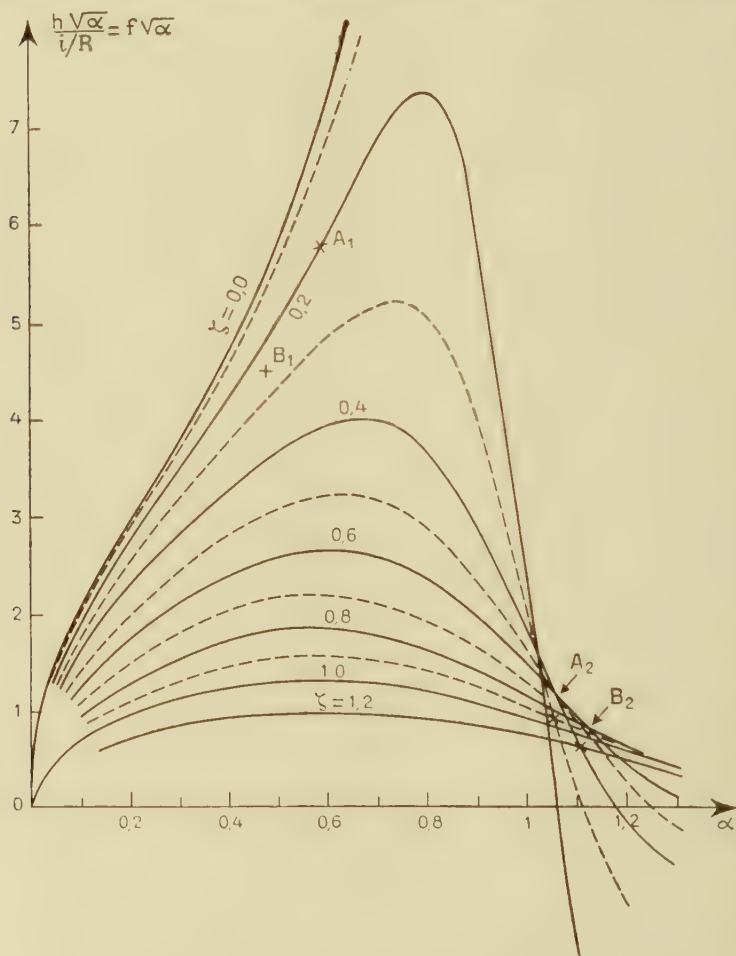


Fig. 5. — Réseau de courbes $f(\alpha, \zeta)\sqrt{\alpha}$.

contenter d'un appareil de faible luminosité; il faudrait se placer au sommet de l'une des courbes du réseau. On voit que la condition B serait d'autant mieux satisfaite que la valeur de ζ serait plus élevée mais la faible intensité du champ qui en résulterait obligerait à prendre des bobines de forte section.

Si l'on veut que la condition B soit réalisée dans un domaine plus étendu, on doit associer au moins deux couples de bobines dont les « points de fonctionnement » sont choisis dans les régions où la fonction $f\sqrt{\alpha}$ présente des pentes opposées et des courbures autant que possible faibles et opposées.

Le calcul a été conduit de la manière suivante : désignant par 1 et 2 les 2 couples de bobines, on choisit un ensemble de valeurs $\alpha_1^0, \zeta_1^0; \alpha_2^0, \zeta_2^0$ pour la trajectoire électronique moyenne de rayon r_0 . Les rayons des bobines sont donc : $R_1 = \frac{r_0}{\alpha_1^0}, R_2 = \frac{r_0}{\alpha_2^0}$, leurs distances au plan médian sont : $l_1 = \zeta_1^0 R_1, l_2 = \zeta_2^0 R_2$.

Un point quelconque du plan médian situé à la distance r de l'axe correspond aux valeurs suivantes des paramètres :

$$\alpha_1 = \frac{r}{R_1} = \frac{\alpha_1^0}{r_0} r \quad \zeta_1 = \frac{l_1}{R_1} = \zeta_1^0 \quad \alpha_2 = \frac{r}{R_2} = \frac{\alpha_2^0}{r_0} r \quad \zeta_2 = \frac{l_2}{R_2} = \zeta_2^0.$$

Le champ magnétique en ce point est donc :

$$H = \frac{n_1 i_1}{R_1} [f(\alpha_1, \zeta_1) + \frac{n_2 i_2}{n_1 i_1} \frac{R_1}{R_2} f(\alpha_2, \zeta_2)].$$

Le rapport $\frac{n_2 i_2}{n_1 i_1}$ du nombre d'ampères-tours est ajusté de façon à avoir :

$$H(r')\sqrt{r'} = H(r'')\sqrt{r''} \quad \text{pour} \quad r' = 1,1r_0 \quad r'' = 0,9r_0.$$

On calcule ensuite H pour diverses valeurs de r entre $0,7r_0$ et $1,3r_0$ et l'on trace la courbe représentant $H\sqrt{r}$. Par tâtonnements systématiques nous sommes parvenus à un certain nombre de solutions satisfaisantes, nous avons retenu les 2 suivantes pour la construction du spectre :

$$\begin{array}{llllll} \text{A : } \alpha_1^0 = 0,6 & \zeta_1^0 = 0,2 & \alpha_2^0 = 1,05 & \zeta_2^0 = 0,9 & \frac{n_2 i_2}{n_1 i_1} = 1,813 \\ \text{B : } \alpha_1^0 = 0,51 & \zeta_1^0 = 0,25 & \alpha_2^0 = 1,1 & \zeta_2^0 = 1,2 & \frac{n_2 i_2}{n_1 i_1} = 2,035 \end{array}$$

b) *Corrections dues à l'emploi de bobines.* — L'emploi des formules précédentes peut permettre de conduire rigoureusement le calcul du champ d'une bobine circulaire de section quelconque mais il en résulterait des calculs longs et fastidieux. Il est plus simple de comparer le développement en série du potentiel magnétique d'une telle bobine le long de son axe (obtenu par intégration) à celui d'un courant filiforme convenablement choisi. Ce calcul a été effectué par Lyle (L₁). Il en résulte qu'une bobine de rayon moyen R , de section carrée, de côté a , comprenant n tours de fil parcourus par un courant i est équivalente à un courant circulaire filiforme de rayon :

$R_m = R \left(1 + \frac{a^2}{24R^2} \right)$ parcouru par un courant $n.i$. D'autre part, une bobine aplatie de n tours ($b > a$) (fig. 6) peut être remplacée par deux fils coplanaires coaxiaux parcourus chacun par $1/2 n.i$ et dont les rayons sont $R' = R_m - \delta$ et $R'' = R_m + \delta$ avec :

$$(II) \quad R_m = R \left(1 + \frac{a^2}{24R^2} \right) \quad \text{et} \quad \delta^2 = \frac{b^2 - a^2}{12}.$$

Dans la position 1, des bobines de section carrée sont utilisables et

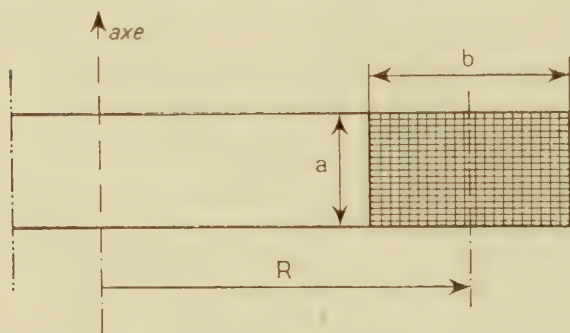


Fig. 6.

la correction de Lyle devient négligeable. Par exemple pour la bobine A_1 ($R = 35$ cm, $a = 3,5$ cm) nous avons $\Delta R = R_m - R = 0,015$ cm.

Dans la position 2, par contre, le rapprochement des bobines A_2 et B_2 nous oblige à prendre des bobines aplaties; les corrections qui ont résulté des formules de Lyle (II) nous ont obligé à modifier légèrement les rapports $\frac{n_2 i_2}{n_1 i_1}$ établis pour des courants filiformes.

La figure 7 représente une coupe du spectromètre où les dispositions définitives des bobines sont représentées. On y distingue également la coupe de la cuve à vide et la figuration de la boîte de compteur et du porte-source. Les huit bobines répondent aux spécifications du tableau I ci-dessous, elles sont toutes montées en séries, le rapport $\frac{n_2 i_2}{n_1 i_1}$ devient donc $\frac{n_2}{n_1}$ et se trouve ainsi fixé définitivement assurant la conservation rigoureuse de la topographie du champ quand l'intensité varie.

La figure 8 représente en fonction de $\frac{r}{r_0}$ les variations de $H\sqrt{r}$ dans

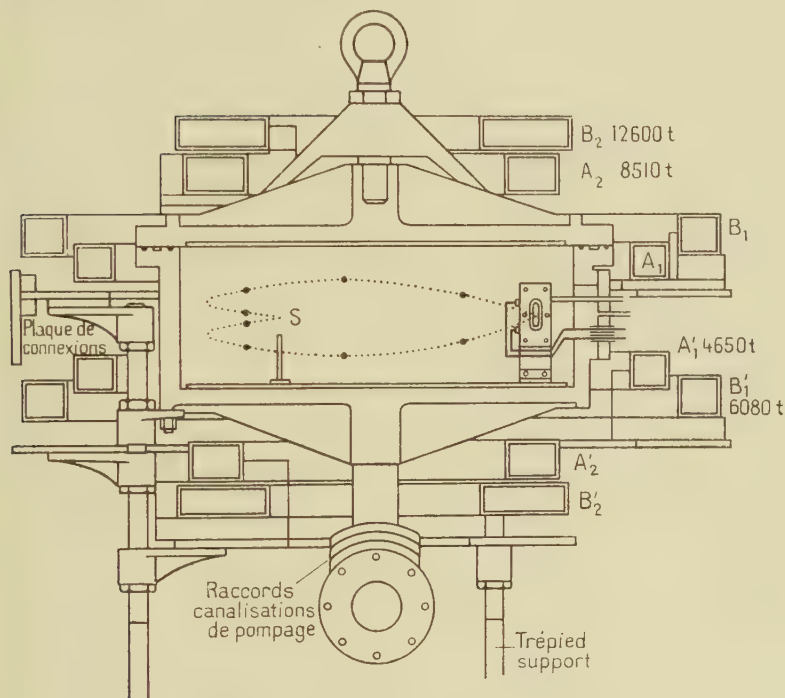
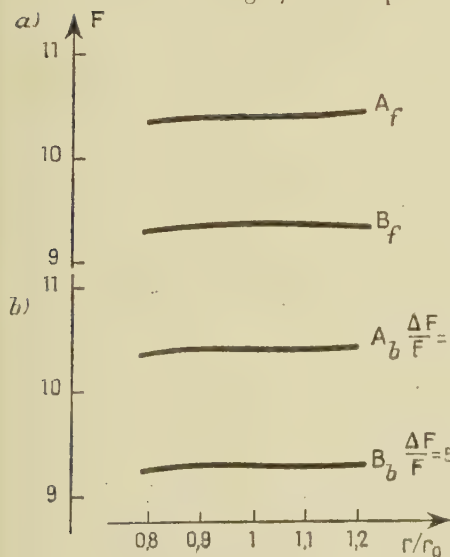


Fig. 7. — Coupe du spectromètre.

Fig. 8. — Variation de la fonction $F\left(\frac{r}{r_0}\right)$:a) pour les associations de courants A_f et B_f ;

b) pour les associations de bobines correspondantes.

TABLEAU I

Tableau des bobines. $(r_0 = \text{rayon de la trajectoire électronique moyenne} = 21 \text{ cm}).$

Bobine	Rayon moyen R (cm)	Distance au plan médian l (cm)	z^0	z^1	Section de la gorge $\frac{a}{b}$ (cm)	Nombre de tours	Composition	Observations
$A_1A'_1$	35	7	0,60	0,20	$3,5 \times 3,5$	4 650	62 couches de 75 spires	$\frac{n_2}{n_1} = 1,830$
$A_2A'_2$	20	18	1,05	0,90	$4,1 \times 5,3$	8 510	71 " 88 "	
						26 "	87 "	$\frac{n_2}{n_1} = 2,072$
$B_1B'_1$	41,2	10,3	0,51	0,25	$4,0 \times 4,0$	6 080	45 " 86 "	
						26 "	85 "	
$B_2B'_2$	19,1	22,9	1,10	1,20	$3,3 \times 9,9$	12 600	180 " 70 "	

le plan médian pour les courants filiformes indiqués en (a) puis pour les bobines définitives. On a porté en ordonnée pour chaque combinaison A ou B la quantité $F = \frac{H \sqrt{\frac{r_0}{r}}}{n_1 i_1 / R_1}$; les maximums des variations relatives $\frac{\Delta F}{F}$ pour une zone correspondant à l'ouverture maximum du faisceau ($0,8r_0 < r < 1,2r_0$) sont indiqués en regard des courbes correspondant aux associations de courants ou de bobines A et B.

Construction du spectromètre. — Réalisation pratique et alimentation des bobines. — La puissance dissipée dans les bobines nous a permis de fixer notre choix pour l'alimentation et la section du fil. Pour une section donnée des gorges on a le même résultat en faisant varier simultanément en sens inverse la section du fil et le nombre de tours. La puissance dissipée par effet Joule reste la même, seules changent l'intensité du courant et la tension aux bornes. La puissance nécessaire étant assez élevée nous avons dû renoncer à l'emploi d'une batterie d'accumulateurs. Ne disposant pas d'un groupe convertisseur basse tension, nous avons trouvé plus simple d'utiliser un redresseur haute tension destiné aux anciens radars métriques (type R. A. 38) et pouvant débiter jusqu'à 0,5 A sous 16 000 V. L'intensité maximum étant ainsi fixée et la puissance maximum étant fixée d'autre part par la dissipation thermique superficielle des bobines, la section du fil et le nombre de tours s'en déduisaient après quelques tâtonnements.

Les bobines sont en fil de cuivre de 0,4 mm de diamètre isolé à l'émail. La longueur totale du fil est d'environ 104 km et le poids total de cuivre 116,5 kg. La résistance totale des bobines est 14 000 Ω à froid, elle s'élève naturellement avec l'échauffement et atteint environ 16 000 Ω à la puissance maximum; la température au centre de la section de la plus grosse bobine pouvant s'élever jusque vers 100° C. Aucun système de refroidissement n'a été prévu jusqu'ici, le travail à la puissance maximum étant seulement occasionnel,

La tension aux bornes est de 8 000 V; cela nécessite un isolement soigné et constitue un inconvénient: l'épaisseur de l'isolant gêne l'évacuation des calories et occupe une place qui serait mieux employée à loger du cuivre supplémentaire. L'intensité faible rend la stabilisation électronique du courant possible: celle-ci est du type direct et permet de garder le courant constant à 10^{-4} près pour des variations de tensions du secteur de l'ordre de 10 p. 100.

On peut rechercher l'énergie maximum des électrons qui pourront être focalisés dans le spectrographe. On a en effet pour $r = r_0$ et pour un ensemble de quatre bobines:

$$H_0 = 2F \frac{n_1 i_1}{R_1}$$

(Le facteur 2 provient de la symétrie des bobines par rapport au plan médian).

Il vient alors :

$$(\varphi H) = r_0 H_0 = 2 F n_1 i_1 \frac{l_0}{H_1} = 2 \alpha_1^0 F n_1 = G i$$

i est l'intensité traversant les bobines.

Pour l'ensemble de huit bobines :

$$(\varphi H) = (G_A + G_B) i$$

avec :

$$G_A = 2(\alpha_1^0 F n_1)_A = 2 \times 0,60 \times 10,4 \times 4\,650 = 5,8.10^4$$

$$G_B = 2(\alpha_1^0 F n_1)_B = 2 \times 0,51 \times 9,3 \times 6\,080 = 5,8.10^4$$

d'où :

$$(\varphi H) = 11,6.10^4 i_{a.c.m.} = 11\,600 i_A.$$

La valeur maximum du produit φH des électrons que l'on peut focaliser est donc :

$$\varphi H = 5\,800 \text{ gauss-cm}$$

cela correspond à une énergie voisine de 1,3 Mev.

Installation du vide. — La cuve du spectrographe est en alpac coulé, ce matériau très résistant ne présente pas de porosité gênante comme l'expérience nous l'a montré. Une étanchéité parfaite du couvercle est assurée par un joint double avec évacuation semi-permanente de la rainure intermédiaire (visible sur la figure 9).

Pour éviter de perturber la topographie du champ magnétique un long tuyau (3 m) relie l'appareil au système de pompage. Celui-ci comprend une pompe préliminaire du type BL 14 (C. G. R.) et une pompe à diffusion CH 35 (C. G. R.) avec une vanne d'angle (ouverture 7 cm) construite au laboratoire. La conductance totale de la canalisation du bon vide est de 40 litres/seconde, la vitesse de la pompe à diffusion qui était de 35 litres/seconde est ainsi ramenée à 18 litres/seconde. La pompe préliminaire permet de ramener la pression de 760 mm de Hg à 0,15 mm en 3 min et lorsqu'elle est déjà amorcée la pompe à diffusion fait passer la pression de 150 μ à 1 μ en 2 min.

Le vide limité mesuré avec une jauge Philips est environ de 2.10^{-4} mm de Hg. Il est contrôlé en permanence avec une jauge Pirani (Edwards) et les qualités du système de vide permettent de travailler constamment à des pressions inférieures à 10^{-4} mm. Un réservoir de vide préliminaire de 60 litres, permet de maintenir le bon vide avec la pompe à diffusion pendant des périodes de 2 heures.

Compteur et dispositifs annexes. — Le compteur est installé dans

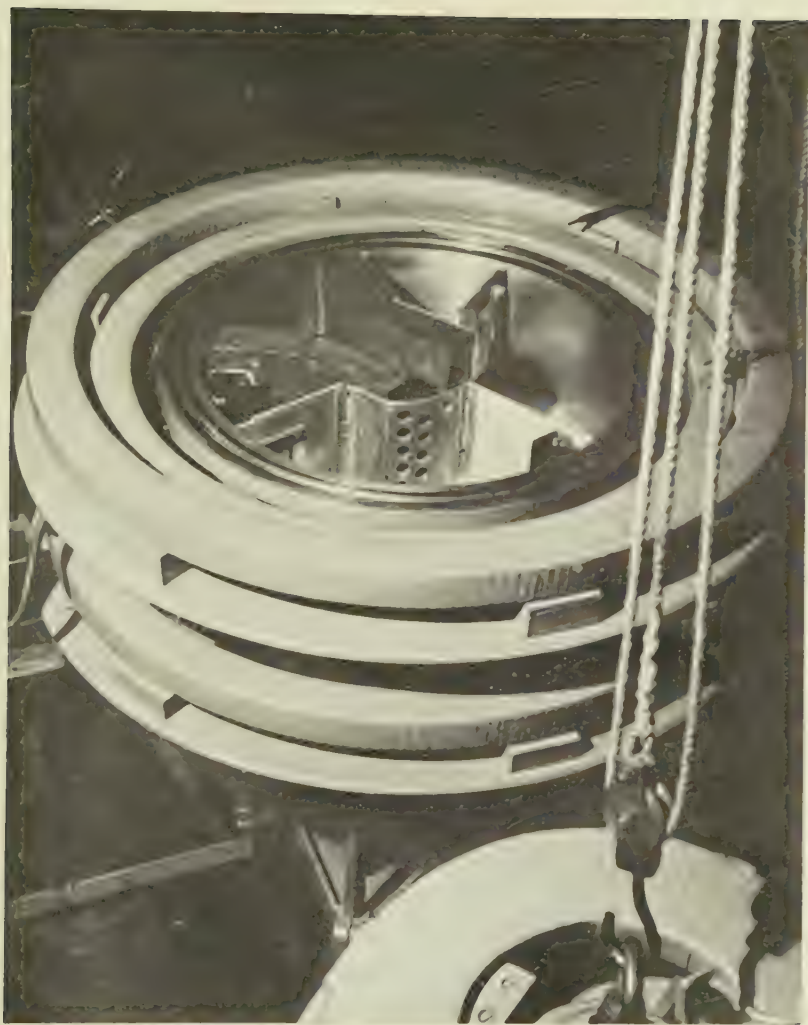


Fig. 9. — Vue du spectromètre.
Le couvercle portant les bobines A et B, est visible au bas de la photo

une boîte de laiton dont les différentes parties sont assemblées par des joints de néoprène. Les liaisons électriques sont réalisées au moyen de passages en araldite dont l'étanchéité est assurée par des joints toriques ; ces passages ont été préparés suivant la méthode indiquée par Prugne et Lechaugette (P_2).

Le compteur a été taillé dans un tube de cuivre de 30 mm de diamètre, sa longueur est de 60 mm ; on a ménagé une fenêtre latérale de format 12×30 mm ; l'anode est un fil de tungstène de 50 μ . Des dispositifs ont été prévus pour mettre en place les fenêtres très minces destinées aux études des rayonnements de faible énergie.

Les mélanges argon alcool et argon butane se sont révélés satisfaisants ; pour les études qui exigeaient l'emploi de fenêtres très minces nous avons travaillé avec une pression du mélange de l'ordre de 2 cm de mercure. A des pressions aussi basses nous avons observé qu'il était préférable d'employer des mélanges contenant 50 p. 100 d'argon et 50 p. 100 de vapeur « quenching ». En régime normal, le compteur fonctionnait avec une pression du mélange de 9 cm de mercure, sa tension de fonctionnement était de 900 V environ et sa pente inférieure à 0,2 p. 100 par volt.

Un plateau disposé à l'intérieur de la cuve permet de définir la géométrie de l'ensemble, la boîte de compteur et la fente, les diaphragmes et le porte-source y sont fixés ; un dispositif de blocs de plomb met le compteur à l'abri du rayonnement γ .

La disposition des diaphragmes a été choisie de manière à éviter autant que possible l'arrivée d'électrons diffusés sur le compteur. Un diaphragme médian D_2 (à 127° de la source) est ouvert en permanence à l'ouverture maximum ($\varphi_{rad} = 7^\circ 40'$, $\varphi_{ax} = 15^\circ 24'$). Deux diaphragmes D_1 et D_3 respectivement à 30° et 235° de la source sont réglables en largeur. Leur ouverture axiale est fixe $\varphi_{ax} = 15^\circ 24'$. Le réglage de D_1 permet de faire varier φ_{rad} de 0 à sa valeur maximum, le diaphragme D_3 étant réglé à une ouverture légèrement supérieure. La forme adoptée pour l'ouverture des diaphragmes est un rectangle dont les angles sont éliminés par des sections à 45° , l'ouverture du faisceau est ainsi diminuée de 14 p. 100 environ. Les réglages de la fente et les diaphragmes sont accessibles quand la cuve est ouverte.

Le circuit électronique adjoint au compteur comprend un amplificateur à deux étages suivi d'un étage de liaison cathode follower, qui, par un câble coaxial ramène les impulsions à une échelle de 64 précédée d'un nouvel étage amplificateur et d'un discriminateur d'amplitude.

Les impulsions amplifiées peuvent être observées à l'oscillographe ce qui permet de contrôler leur hauteur ; celle-ci est maintenue constante au cours des comptages en rectifiant, si besoin est, la tension appliquée au compteur. Les impulsions peuvent être envoyées à un circuit intégrateur de précision pour la recherche préliminaire des raies.

III. Techniques de spectrographie.

Préparation des sources. — Les résultats établis sur l'optique du spectromètre supposaient que la source employée ne présentait aucun défaut susceptible d'amener une déformation de la raie. Pour qu'il en soit ainsi trois conditions doivent être respectées :

1° L'activité spécifique de la source doit être très élevée si l'on veut éviter la diffusion et les pertes d'énergie dans l'épaisseur de la source ; ce sera évidemment le cas des sources obtenues à partir du dépôt actif du thorium.

2° L'uniformité de la source est nécessaire non seulement pour éviter les surépaisseurs mais aussi pour respecter les conditions géométriques qui assurent la précision des mesures effectuées.

3° Les supports de source doivent être aussi minces que possible pour éviter le back-scattering. Cet effet a fait l'objet d'une étude présentée plus loin.

Les méthodes de préparation de sources exposées ici nous ont permis de satisfaire à ces trois conditions.

Préparation de sources à partir du dépôt actif du thorium. —
a) Le dépôt actif du thorium peut être recueilli dans le récipient où se dégage le thoron. Sous l'action d'un champ électrique convenable les atomes de ThA sont recueillis sur une électrode négative.

Si l'on veut un dépôt uniforme l'expérience nous a montré qu'il fallait un champ électrique uniforme au voisinage de l'électrode réceptrice. Ceci peut être réalisé par l'emploi d'électrodes formant les armatures d'un condensateur cylindrique ; l'électrode centrale est soit une tige soit un fil. Si ce dernier est remplacé par un ruban plat nous avons observé par un examen auto-radiographique que l'activité était presque uniquement rencontrée sur les bords.

b) L'évaporation sous vide du dépôt actif recueilli sur un fil de platine par la méthode précédente nous a donné les meilleurs résultats.

Le fil de platine dont le diamètre atteignait 0.2 mm était déposé pendant l'évaporation dans une gouttière de molybdène mince ; cette gouttière formait l'élément chauffant et sa forme en U permettait de canaliser le dépôt actif évaporé vers le support de source.

Le support de source était constitué par un film mince de formvar de 10 à 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ adhérent à une lame de verre épaisse. Ces films étaient préparés par immersion de la lame de verre dans une solution chloroformique de formvar suivant une méthode préconisée par P. Barreau (B.). Le film de formvar était revêtu préalablement de deux dépôts métalliques recueillis par évaporation sous vide :

- un dépôt de cuivre pour assurer la mise au sol de la source ;
- un dépôt d'aluminium aussi mince que possible (1 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) pour

assurer la conductibilité et marquer exactement l'emplacement de la source.

La disposition et la forme de ces dépôts sont indiquées sur la figure 10.

Le film de formvar adhérent à la lame de verre résistait très bien à la température élevée nécessaire à l'évaporation du dépôt actif. Pour améliorer le rendement le support de source a pu être amené à moins de 0,5 mm de la gouttière de molybdène; nous sommes arrivés ainsi à recueillir de 50 à 60 p. 100 du dépôt actif présent sur le fil de platine au début de l'évaporation.

Les évaporations terminées le film de formvar était décollé à la surface de l'eau et recueilli sur un cadre de mica, nous sommes ainsi arrivés à réaliser des sources par évaporation dont le support n'excédait pas $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$; la largeur des sources obtenues variait de 1 à 4 mm.

Préparation de sources à partir de radio-éléments artificiels. — Ces éléments, ^{57}Co ^{65}Zn , se présentaient sous forme de chlorures, ces chlorures étant très hygroscopiques il nous a été impossible d'employer la méthode précédente. Des expériences réalisées avec le chlorure de cobalt inactif nous ont montré que le film de formvar déposé sur l'eau se recouvrait spontanément d'humidité à l'emplacement du dépôt de chlorure.

On a recherché à recueillir directement le sel évaporé sur le film de formvar, celui-ci non appliqué sur le verre comme dans le cas précédent est alors beaucoup plus sensible à la chaleur.

a) Pour le cobalt, nous avons dû utiliser comme évaporateur des gouttières de platine à cause de leur inertie chimique. Le chlorure de cobalt était déposé d'abord en solution, puis séché lentement à l'air. L'évaporation était ensuite effectuée sous un bon vide (10^{-3} mm de Hg) et le chlorure évaporé était recueilli sur des films de formvar de $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ recouverts d'une couche conductrice d'aluminium de $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Les films de formvar avaient été préalablement collés sur des anneaux d'aluminium et placés à une distance suffisante de l'évaporateur pour obtenir un dépôt uniforme et diminuer le choc thermique subi par le formvar.

b) Pour le zinc, nous avons employé le même dispositif que précédemment, des gouttières de tantale nous ont donné satisfaction.

Préparation de fenêtres minces. — Pour obturer le compteur du spectromètre, nous avons recherché systématiquement l'emploi de films minces de matières plastiques.

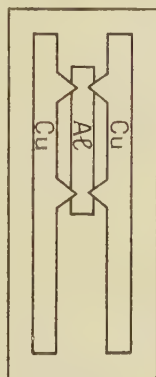


Fig. 10.

Les films de formvar employés étaient préparés suivant la méthode précédente, elle avait l'avantage de nous permettre la confection de films de densité uniforme.

Les essais d'étanchéité effectués avec ces films nous ont montré qu'il était préférable pour une même épaisseur d'employer une série de films superposés (de préférence 3) pour éviter que les défauts ne soient gênants.

Nous avons pu ainsi employer des films simplement déposés sur un cadre de néoprène si l'épaisseur totale de la fenêtre n'était pas inférieure à $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (pour cette épaisseur limite le cadre de néoprène présentait une ouverture de $8 \times 30 \text{ mm}$). Le film extérieur était recouvert d'une mince couche d'aluminium déposée par évaporation sous vide et destinée à assurer le contact électrique avec les parois du compteur.

Pour des épaisseurs inférieures à $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, il est nécessaire de déposer les films sur une grille qui réduit les déformations imposées au film par la pression du compteur. Nous avons employé des grilles de lektromesh formées d'un treillis métallique préparé par électrolyse.

Avec une grille de lektromesh transparente à 50 p. 100 nous avons pu préparer couramment des fenêtres étanches de $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ composées de 3 feuilles de formvar de $3 \mu\text{g}$ environ; la dernière feuille était recouverte après son dépôt d'une couche mince d'aluminium évaporé sous vide (1 à $2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$).

IV. Étude expérimentale des propriétés optiques du spectromètre.

L'étude théorique effectuée au début de ce chapitre nous a permis d'établir les résultats que la pratique expérimentale doit nous permettre de vérifier.

Contrôle du pouvoir séparateur. — Nous avons vu que les meilleures conditions de fonctionnement de l'appareil se traduisaient par l'égalité $2s = |a|$ qui lie la largeur $2s$ de la source à la largeur $|a|$ de la tache d'aberration donnée par une source ponctuelle. En nous plaçant dans ces conditions, nous avons contrôlé la valeur du pouvoir séparateur obtenu par l'enregistrement de la raie F du ThB. Pour cela, nous avons employé comme sources des rubans d'aluminium activés sur une seule face.

a) Dans notre appareil, l'ouverture maximum du faisceau correspond à $z_{\text{max}} = \frac{b}{r_0 \sqrt{2}}$ (b désignant la largeur maximum du faisceau).
Donc :

$$2s = |a| = \frac{2}{3} \frac{b^2}{r_0} \quad \text{avec} \quad b = 4 \text{ cm}$$

il vient $2s = 5,07$ mm ce qui donne pour le pouvoir séparateur théorique :

$$R_{th} = \frac{\Delta(\rho_H)}{\rho_H} = 7,8 \cdot 10^{-3}$$

pour une raie enregistrée avec un compteur dont la fente a une largeur $2e = 2s$.

La figure 11 montre la raie F du ThB enregistrée dans ces conditions. Le pouvoir séparateur effectif est $9,3 \cdot 10^{-3}$.

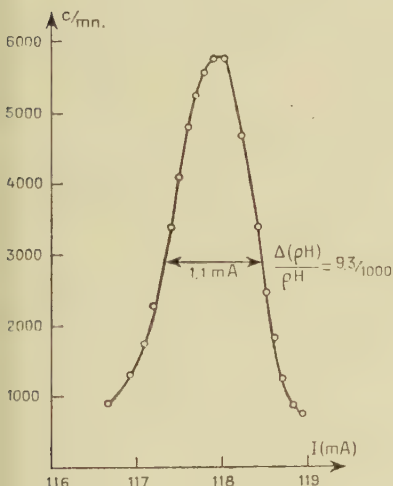


Fig. 11. — Raie F du ThB.
Source de largeur $2s = 5$ mm.

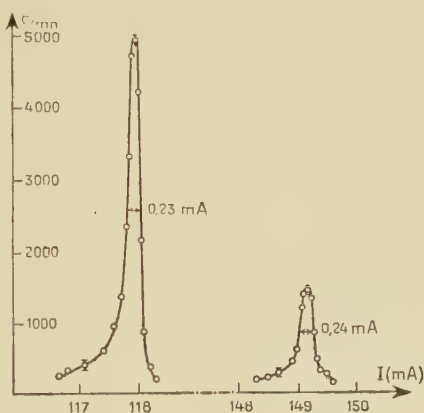


Fig. 12. — Raies F et I du ThB.
Source de largeur $2s = 0,5$ mm.

Le pouvoir collecteur correspondant de l'appareil, c'est-à-dire le rapport du nombre d'électrons transmis par le diaphragme au nombre d'électrons total émis par la source est alors :

$$\frac{\Omega}{4\pi} = 4 \frac{z_m^2 m}{4\pi} \left(1 - \frac{14}{100} \right) = 1,0 \cdot 10^{-2}.$$

b) L'enregistrement des raies F et I du ThB à partir d'une source plus étroite peut nous apporter de nouveaux éléments de comparaison. La figure 12 montre le relevé des raies F et I effectué dans les conditions suivantes :

$$b = 12,5 \text{ mm} \quad |a| = 0,5 \text{ mm} \quad 2s = 2e = |a|.$$

Le pouvoir séparateur théorique estimé pour l'enregistrement au compteur est :

$$\frac{\Delta(\rho_H)}{\rho_H} = 0,8 \cdot 10^{-3}.$$

Les pouvoirs séparateurs effectifs sont :

$$\left[\frac{\Delta(\rho H)}{\rho H} \right]_F = \frac{\Delta i}{i} = \frac{0,23}{118} = 1,95 \cdot 10^{-3} \quad \left[\frac{\Delta(\rho H)}{\rho H} \right]_I = \frac{0,24}{149} = 1,6 \cdot 10^{-3}.$$

La différence entre les pouvoirs séparateurs théorique et effectif peut s'expliquer par diverses causes :

— Le calcul du pouvoir séparateur n'est qu'approché et conduit à le surestimer.

— Il faudrait également tenir compte de la diffusion par le support de source, les diaphragmes et les bords de la fente.

On remarque également que les pouvoirs séparateurs estimés d'après le relevé des raies F et I sont différents ; cela tient à deux causes principales :

a) L'absence de compensation du champ terrestre : la largeur d'astigmatisme qui en résulte est du premier ordre par rapport à l'ouverture du faisceau ; elle est d'autant plus importante que l'énergie des électrons focalisés est plus faible. Elle sera donc plus grande pour la raie F que pour la raie I.

Pour les travaux de précision que nous avons effectués dans le domaine des basses énergies, nous avons compensé la composante verticale du champ terrestre au moyen de deux bobines symétriques par rapport au plan médian ; leur rayon et leur position ont été choisis pour donner un champ pratiquement constant dans la zone balayée par le faisceau électronique.

b) La largeur interne des raies de conversion : ce phénomène est la conséquence de la largeur du niveau K des atomes ; il a notamment été étudié par Mladjenovic (M₁) et Valadarès (V₂). La largeur interne de la raie F est de 60 V, celle de la raie I de 10 V ; la différence entraîne une variation du pouvoir séparateur de $0,2 \cdot 10^{-4}$.

Mesure des énergies des raies de conversion. — Le profil théorique d'une raie enregistrée au compteur (fig. 4) nous montre que l'énergie des électrons focalisés ne correspond pas au sommet de la raie mais à un point de la descente du côté des hautes énergies. On pourrait rechercher sur chaque raie le niveau relatif de ce point et en déduire le ρH des particules focalisées.

Nous avons préféré employer une méthode décrite par Siegbahn (S₈) : elle consiste à superposer le profil de la raie étudiée au profil d'une raie étalon enregistrée dans les mêmes conditions. Cette méthode sera examinée en détail, à propos de l'étude du cobalt 57. Cette méthode employée par exemple pour déterminer le ρH de la raie A du ThC par comparaison avec le profil de la raie F nous a donné la valeur $(\rho H)_A = 534,22$ gauss-cm qui diffère très peu de la valeur d'étalonnage donnée par Siegbahn (S₈) qui trouvait $(\rho H)_A = 534,20$ gauss-cm. La précision de notre mesure était estimée à $2,5 \cdot 10^{-4}$.

CHAPITRE III

Etudes particulières
dans le domaine des basses énergies.

Étude de l'influence du back-scattering des électrons sur la forme des spectres.

Introduction. — L'influence des électrons diffusés sur la forme des spectres enregistrés a été soulignée par plusieurs études ; les travaux effectués jusqu'ici sur le back-scattering ont été conduits avec des méthodes fort différentes et il est souvent difficile d'en tirer des conclusions pratiques pour les travaux de spectrographie. Peu d'études ont été entreprises en sélectionnant les énergies des électrons diffusés, seul Bothe (B_0) a fait une série de mesures au spectrographe magnétique en examinant la diffusion en arrière d'un faisceau d'électrons de 370 kev.

Nous avons repris l'étude du back-scattering en vue surtout de tirer des conclusions pratiques pour nos travaux de spectrographie ultérieurs.

Méthodes employées. — Nous avons utilisé des sources préparées par évaporation sous vide du dépôt actif du thorium sur des films de formvar aluminé de $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Les sources de dépôt actif présentent deux raies très intenses : les raies A et F. Pour étudier la diffusion, nous relevons une première fois le spectre formé par ces deux raies et les portions de fond continu β situées de part et d'autre sur des étendues suffisantes pour juger ultérieurement de l'effet de la diffusion. Nous plaçons ensuite derrière la source des diffuseurs de nombres atomiques et d'épaisseurs différentes ; un nouvel enregistrement des portions de spectre précédentes nous permettait de déduire par différence le spectre d'électrons diffusés provenant des électrons A ou F. La contribution des autres portions du spectre était déduite en supposant qu'elle se traduisait par une intensité constante que l'on estimait égale à celle indiquée au pied de la raie de conversion considérée du côté des hautes énergies (point Λ_n de la figure 13) ; nous introduisons là une source d'erreur systématique que l'on éliminerait par l'emploi d'un radio-isotope sans spectre continu β , mais la précision des résultats était cependant suffisante pour l'étude entreprise.

Nous avons utilisé des diffuseurs d'aluminium, de cuivre, d'argent et de platine ; ils ont été préparés par nos soins par évaporation sous vide ; déposés sur des cadres en mica, ils étaient placés derrière la source et leur largeur dépassait largement celle de la source utilisée.

Le réglage du spectromètre et la largeur de source permettaient un pouvoir séparateur de $5 \cdot 10^{-3}$; la fenêtre du compteur en formvar de $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ n'introduisait aucune correction.

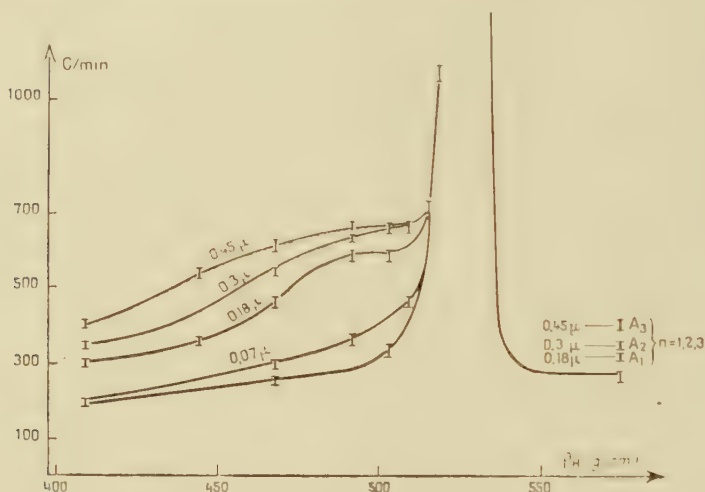


Fig. 13. — Diffusion en arrière enregistrée au voisinage de la raie A (diffuseurs de cuivre).

Résultats obtenus. — *Forme des spectres d'électrons diffusés.* — Nous avons porté sur la figure 14 le spectre des électrons A rétro-diffu-

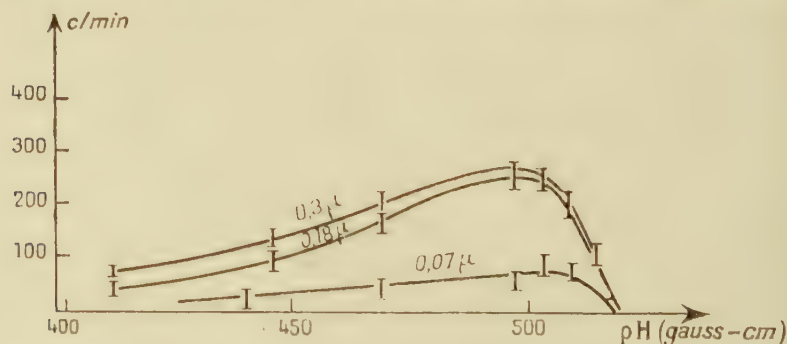


Fig. 14. — Spectres d'électrons rétro-diffusés déduits par différence des courbes 13.

sés pour différentes épaisseurs de cuivre; la forme obtenue est en accord avec celle que l'on déduirait théoriquement à partir d'un processus de scattering multiple, elle est de forme gaussienne et présente

vers les basses énergies une descente peu rapide de forme exponentielle ; les études de Bothe et de Balfour ont conduit à des formes de spectre très semblables. On note un maximum large correspondant à une énergie moindre que celle du faisceau direct ; ceci a été démontré par Weymouth (W_3) par extension de la théorie du scattering multiple à la transmission de particules chargées à travers une feuille épaisse.

Rôle de l'épaisseur du diffuseur dans le back-scattering. — On peut définir un coefficient p de back-scattering de la manière suivante : c'est le rapport du nombre d'électrons diffusés au nombre d'électrons primaires. Ces deux nombres étant ceux mesurés dans le spectromètre,

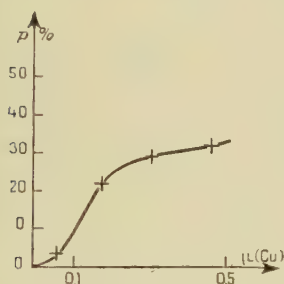


Fig. 15. — Rétro-diffusion pour électrons A (24 kev).

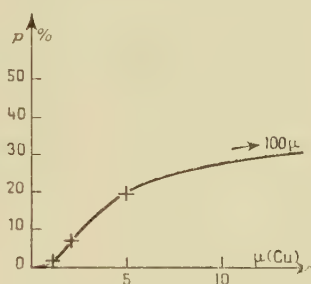


Fig. 16. — Rétro-diffusion pour électrons F (147 kev).

il en résulte évidemment que le coefficient ainsi défini dépendra de l'angle solide du faisceau d'électrons utilisé et de sa direction moyenne par rapport au plan de la source. Pour calculer un coefficient de back-scattering, nous comparons la surface d'une raie de conversion à celle du spectre d'électrons diffusés correspondant ; nous avons tracé les courbes (fig. 15 et 16) donnant les variations de p en fonction de l'épaisseur du diffuseur.

Ces courbes semblent admettre une tangente à l'origine à l'axe des abscisses : pour les épaisseurs les plus faibles, il n'y a pratiquement pas de back-scattering. Ce résultat a été vérifié avec soin pour la raie F ; il a fallu un diffuseur de cuivre de 0,6 μ d'épaisseur (540 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) pour voir apparaître le début d'un spectre d'électrons diffusés.

A partir d'une certaine épaisseur du diffuseur, le coefficient p croît régulièrement puis tend vers une valeur maximum p_s atteinte pour l'épaisseur saturante du diffuseur. Cette épaisseur saturante est estimée, d'après les travaux des divers auteurs, à environ 1/5 du parcours des électrons primaires dans la substance. Cet effet de saturation est d'ailleurs prévu par la théorie, les électrons diffusés sur les couches profondes ne pouvant ressortir du diffuseur. La valeur de l'épaisseur satu-

rante est difficile à obtenir par notre méthode : d'une part à cause de la forme même de la courbe, d'autre part en raison de l'influence de la diffusion des électrons d'énergie supérieure à celle de la raie de conversion envisagée, ici A ou F. L'erreur due au spectre continu signalée déjà plus haut est donc surtout gênante ici, mais le but de ce travail était précisément d'étudier les faibles diffusions.

L'examen des courbes 15 et 16 nous montre que dans la limite de la précision de nos résultats, le coefficient de saturation p_s est indépendant de l'énergie du faisceau primaire.

Influence du nombre atomique du diffuseur. — Pour l'estimer, nous avons déterminé les coefficients de back-scattering pour des diffuseurs d'épaisseur saturante et de nombres atomiques différents; les résultats obtenus ainsi

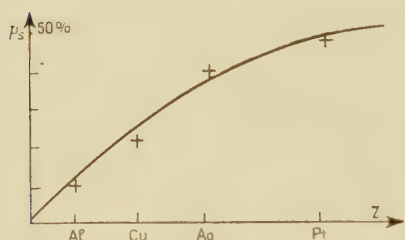


Fig. 17. — Variation du taux de rétro-diffusion maximum p_s en fonction de Z .

pour des électrons de la raie A ont été portés sur le graphique 17. On note une croissance rapide du coefficient p_s avec le nombre atomique; vers les nombres atomiques élevés la courbe semble s'infléchir pour atteindre un palier.

On peut remarquer aussi que par extrapolation la courbe semble passer par l'origine;

les matériaux très légers sont très peu diffusants d'où le choix pour les supports de source de matériaux légers : formwar, etc. et aluminium. Nous avons observé d'autre part que l'emploi de supports plus épais : formwar ou polystyrène (jusqu'à 200 $\mu\text{g cm}^2$) n'augmentait pas le taux de diffusion mais provoquait un déplacement général du spectre d'électrons diffusés vers les basses énergies; c'est le résultat de la double traversée des électrons diffusés dans le support de source.

Les résultats que nous avons acquis peuvent nous permettre d'élaborer une doctrine pour la préparation des sources; l'emploi de matériaux légers sous de faibles épaisseurs (par exemple 10 μg d'aluminium/ cm^2) comme supports de source élimine pratiquement l'influence du back-scattering. Cette conclusion a été confirmée par l'ensemble des études entreprises ultérieurement notamment celle d'électrons Auger de très faibles énergies.

Les électrons Auger-L du dépôt actif du thorium.

Vacances dans les couches électroniques des produits de désintégration du ThB. — La désintégration du ThB et de ses dérivés crée de nombreuses vacances dans les couches K et L des atomes formés; elles pro-

viennent essentiellement des états excités du ThC (^{212}Bi) et du ThC'' (^{208}Tl).

CAS DU ThC. — Les vacances dans la couche K correspondent aux raies D, F et H; on peut en compter 0,3312 par désintégration (dont 0,28 pour la raie F); de même on peut compter par désintégration

TABLEAU II

Répartition des vacances L pour le cas du ThC
(Nombre de vacances par désintégration).

Origine	L_I	L_{II}	L_{III}	Réf.
Vacances primaires.	$5,58 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$2,10^{-4}$	
Vacances K (0,331 par désint.) produisant des vacances L :				
a) Par émission Auger K.	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	F ₁ , S ₉
b) Par fluorescence :				
— émission $K\alpha_1 \rightarrow$ transition $K \rightarrow L_{III}$			$17,1 \cdot 10^{-2}$	M ₁ , K ₄
— émission $K\alpha_2 \rightarrow$ transition $K \rightarrow L_{II}$		$8,38 \cdot 10^{-2}$		
Effet Coster-Kronig (transition $L_I \rightarrow L_{III}$)	$-4,91 \cdot 10^{-2}$		$4,91 \cdot 10^{-2}$	C ₁
Total	$1,22 \cdot 10^{-2}$	$9,16 \cdot 10^{-2}$	$22,53 \cdot 10^{-2}$	

0,0594 vacances L dues aux raies E, I et J. Les vacances K produisent secondairement des vacances L par émission d'électrons Auger-K et de rayons X (raies $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$). De même une partie des vacances L_I est transférée à la sous-couche L_{III} par effet Coster-Kronig (par exemple transition du type $L_I \rightarrow L_{III}M_{IV,V}$).

L'origine et la répartition des vacances L entre les 3 sous-couches L_I , L_{II} et L_{III} sont résumées dans le tableau II.

CAS DU ThC''. — Les raies A et G sont à l'origine de l'ionisation primaire; la contribution de G est cependant négligeable. A la raie A correspond 0,174 vacances L par désintégration compte tenu de l'effet Coster-Kronig, elles se répartissent ainsi :

$$L_I = 3,13 \cdot 10^{-2} \quad L_{II} = 1,57 \cdot 10^{-2} \quad L_{III} = 12,69 \cdot 10^{-2}.$$

Connaissant la répartition des vacances L on peut, à partir des taux de fluorescence donnés par Kinsey (K_4), calculer le nombre de vacances par désintégration conduisant à une émission Auger-L ; les résultats sont portés dans le tableau III.

TABLEAU III

Z	L_I	L_{II}	L_{III}
81	$2,25 \cdot 10^{-2}$	$0,9 \cdot 10^{-2}$	$9,28 \cdot 10^{-2}$
83	$0,85 \cdot 10^{-2}$	$4,95 \cdot 10^{-2}$	$15,77 \cdot 10^{-2}$

Le nombre total d'électrons Auger-L par désintégration est 0,340.

Etude des groupes d'électrons Auger-L émis par les produits de désintégration du thorium B. — Les résultats des calculs présentés montrent qu'il est possible de déterminer la répartition des électrons Auger-L d'après leur vacance d'origine. Plusieurs auteurs ont tenté d'enregistrer ce spectre d'électrons Auger et d'en tirer des conclusions partielles.

Les premières études effectuées ont été conduites par Black (B_1) et Flammersfeld (F_1). Black a enregistré un spectre Auger-L où il a dénombré 9 raies sans toutefois préciser leurs intensités relatives. Une étude plus récente de Butt (B_2) a permis de confirmer assez bien les énergies des raies données par les auteurs précédents mais les méthodes expérimentales mises en œuvre n'étaient pas suffisamment adaptées à l'étude projetée.

Le spectromètre à lentille employé par Butt ne permettait pas d'obtenir le pouvoir séparateur élevé qu'exigeait la complexité du spectre de raies présenté par les électrons Auger-L. Un dispositif de post-accelération adjoint au compteur pour compenser la faible transmission de la fenêtre ($400 \mu\text{g cm}^2$) venait encore diminuer la précision des mesures. La source de dépôt actif était recueillie sur une feuille de platine et un back-scattering important venait masquer les détails du spectre enregistré.

Nous avons repris l'étude des électrons Auger-L émis par les produits de désintégration du ThB ; les méthodes expérimentales que nous avons pu mettre au point nous ont permis d'obtenir des résultats précis sur la structure du spectre étudié.

MÉTHODES EXPÉRIMENTALES. — Les premières mesures effectuées pour cette étude ont été conduites avec des sources de 3 et de 2 mm de largeur ; bien que les résultats obtenus aient été très nettement supé

rieurs à ceux présentés par les auteurs cités, nous avons adopté pour le relevé définitif du spectre des sources plus étroites de 1,6 mm de large. Cette largeur correspond à un pouvoir séparateur théorique de $2,5 \cdot 10^{-3}$ et pour une énergie donnée l'optique correspondante permet de recueillir sur la fente du compteur 0,52 p. 100 du faisceau électronique.

La préparation des sources a été exposée en détail dans le chapitre II, nous n'y reviendrons pas ; nous précisons cependant que toutes les mesures ont été effectuées avec des sources uniformes déposées sur des feuilles de formvar aluminé de $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Le compteur était obturé par des fenêtres de $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ déposées sur des grilles de nylon transparentes à 75 p. 100. Aucune correction d'absorption n'était nécessaire.

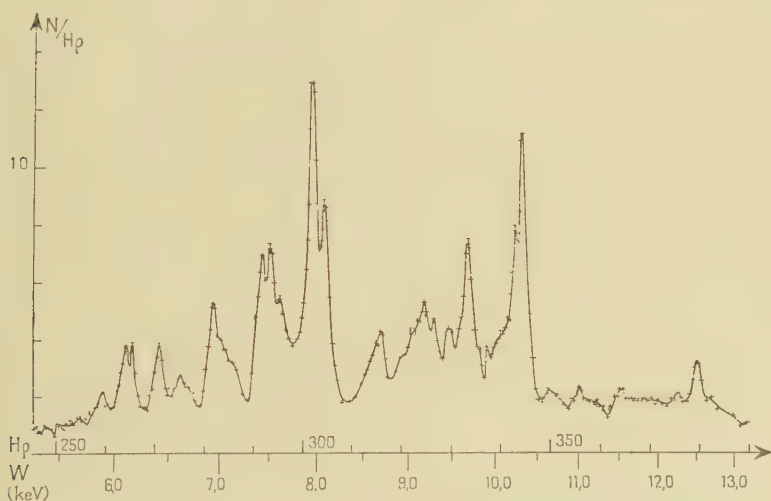


Fig. 18. — Groupe Auger-L du dépôt actif du thorium.

EXPOSÉ DES RÉSULTATS. — Le spectre d'électrons Auger-L que nous avons relevé est présenté sur la figure 18. La période de décroissance du dépôt actif (10,6 h) nous a obligé à employer un assez grand nombre de sources pour obtenir ce spectre avec les erreurs statistiques indiquées.

L'uniformité et les dimensions égales de ces sources nous permettaient de rapporter toutes les mesures à celles prises avec l'une d'entre elles au temps 0.

a) **MESURE DES ÉNERGIES.** — L'étalonnage du spectromètre a été effectué avec les raies F et A du Th (B + C'') relevées avec l'une des sources employées pour les Auger-L. Cette source nous a permis de déterminer le facteur de conversion qui permet de passer de l'intensité

du courant circulant dans les bobines au φH des électrons focalisés. La mise en place des sources dans le spectrographe pouvait s'effectuer avec une erreur de centrage faible, mais de l'ordre de 0,2 mm, donc le facteur de conversion était légèrement modifié d'une source à l'autre ; sa nouvelle valeur était chaque fois évaluée en relevant avec précision la forme de la raie f' la plus intense du groupe Auger-L ($\varphi H = 303,36$) et en comparant avec celle de la même raie obtenue au cours de l'étalonnage principal.

b) COMPARAISON DES INTENSITÉS. — Sur chaque série de mesures nous avons effectué les corrections de décroissance et rapporté les intensités à celles de la source d'étalonnage ; le facteur de conversion des intensités était choisi en prenant le sommet de la raie f' . Le contrôle du raccord ainsi effectué entre les mesures était assuré par la comparaison des portions de spectre communes aux mesures faites sur les deux sources.

Détermination expérimentale du nombre d'électrons Auger-L par désintégration. — On peut évaluer le nombre d'électrons Auger-L par désintégration et les comparer à la valeur théorique que nous avons calculée.

C'est ce que nous avons fait en comparant les surfaces de la raie F et du groupe Auger-L données par la source d'étalonnage. Sachant qu'il existe 0,284 électrons F par désintégration, on peut en déduire le nombre d'électrons Auger-L par désintégration correspondant.

La surface du groupe Auger-L a été estimée en tenant compte de l'intensité du fond continu β qu'il est facile de déduire en se rapportant aux comptages des portions de fond continu situées de part et d'autre du spectre Auger-L. Le rapport de la surface du groupe Auger-L à celle de la raie F ainsi déterminée est de 1,136.

On en déduit qu'il existe 0,322 électrons Auger-L par désintégration. Les calculs théoriques ci-dessus donnent 0,340. L'accord entre ces deux chiffres s'est donc révélé très satisfaisant, ce qui prouve la faible intensité du back-scattering des supports de sources employés.

Identification et énergies des raies principales du groupe Auger-L. — Nous avons déterminé théoriquement l'énergie des raies Auger-L correspondant au bismuth et au thallium ; ce sont surtout les groupes de raie $L_{\alpha}M, M_{\alpha}M_{\beta}$ qui forment la partie principale. Les énergies théoriques des raies ont été évaluées d'après une formule déjà définie :

$$W_{LMM} = (W_{L_m})_Z - (W_{M_x})_Z - (W_{M_y})_{Z+\Delta Z} \quad \text{avec} \quad \Delta Z = I.$$

Les énergies de liaison dans les couches de l'atome ionisé sont estimées égales à celles correspondant à l'atome ($Z + I$). Cette hypothèse est justifiée par les mesures expérimentales de ΔZ effectuées pour certains atomes lourds dans la couche L_{III} ; plus la couche est externe plus ΔZ tend vers l'unité ; dans le cas du Bi, $\Delta Z = 0,76$ par exemple.

Nous pouvons estimer que l'erreur introduite en prenant $\Delta Z = 1$ est de l'ordre de 10 V; c'est l'erreur moyenne que nous observons pour les raies identifiées avec le plus de certitude. Cette valeur de ΔZ est sans doute trop faible pour les atomes où l'émission Auger-L suit un

TABLEAU IV

	Raies expérimentales			Énergie théorique
	φ II	Énergie	Identification	
a	260 g-cm	5,920 kev		
	264,95	6,150	($L_3M_2M_3$) Γ i	6,160 kev
	266,1	6,200		
b	271,3	6,435	($L_3M_2M_3$) Bi	6,421
	275,3	6,615	($L_3M_2M_3$) Ti	6,627
c	277,4	6,735	($L_3M_2M_3$) Γ i	6,744
d	282,3	6,980	($L_3M_2M_3$) Bi	6,989
e	294	7,540	($L_3M_3M_3$) Bi	7,535
	295,6	7,640	($L_1M_4M_5$) Γ i	7,670
f	303,36	8,040	($L_1M_4M_5$) Bi	8,042
	305,4	8,145	($L_1M_5M_5$) Bi	8,149
	315,3	8,670	($L_2M_3M_3$) Γ i	8,670
	316,4	8,720	($L_2M_2M_3$) Bi	8,713
	320,5	8,960	($L_2M_1M_5$) Bi	8,962
g	323,8	9,140	($L_2M_3M_4$) Γ	
	325,2	9,200	($L_2M_2M_4$) Γ	9,190
	327	9,305	($L_2M_2M_5$) Bi	9,300
	330,1	9,510		
h	333,8	9,735	($L_2M_3M_4$) Bi	9,733
	342,9	10,260	($L_2M_4M_4$) Bi	10,220
	344,45	10,340	($L_2M_4M_5$) Bi	10,334
	349,7	10,650		
	355,6	11,030		
	364	11,515	($L_2M_4N_3$) Γ i	11,570
	375,3	12,260	($L_2M_4N_3$) Bi	12,300
	379,3	12,500	($L_2M_4N_4$) Bi	12,530

effet Coster-Kronig; ceux-ci sont laissés dans un état triplement ionisé et les énergies de liaison des électrons intéressés par un processus Auger sont ainsi supérieures à celles que nous avons prévues théoriquement.

On a essayé d'identifier les raies les plus intenses d'après les vacances L les plus nombreuses; elles sont localisées dans les sous-couches L_{II} et L_{III} du bismuth et dans la sous-couche L_{III} du thallium. Nous avons porté dans le tableau IV les transitions les plus probables établies à partir de ces considérations.

On notera des correspondances fréquentes pour les raies $L_{III}M_1M_7$ du Bi et du Tl; par exemple on a relevé les paires (a, b), (c, d), (e, f)

et (g, h) . Les raies $L_{III}M_rM_y$ du thallium identifiées sont moins nombreuses que l'on pourrait s'y attendre ; ceci pourrait s'expliquer par le fait que les transitions Auger qui leur donnent naissance sont précédées d'un effet Coster-Kronig qui modifie très sensiblement les énergies de liaison des électrons. Celles-ci sont encore mal connues et il est impossible de prévoir avec assez de précision les énergies des électrons Auger émis dans ces conditions.

On peut également remarquer des correspondances fréquentes entre les sous-couches M des raies originaires des sous-couches L_{II} et L_{III} du Bi ; cette constatation justifie la classification de plusieurs raies notamment des plus intenses $L_{II}M_{IV}M_V$ et $L_{III}M_{IV}M_V$.

Entre 10,5 et 12,5 kev, nous pouvons supposer l'existence de groupes LMN de faible intensité, les études effectuées sur les groupes Auger-K d'autres éléments ont montré qu'un groupe KLL est suivi d'un groupe KLX de moindre intensité ; on peut supposer qu'il en est de même pour les groupes LMM et LMX.

Les intensités relatives de raie que nous pouvons estimer sur le graphique ne correspondent certainement pas aux intensités réelles puisqu'en de nombreux endroits nous avons des ensembles de raies superposées ; sur l'étendue du groupe LMM le fond continu β^- n'est jamais atteint, ce qui prouve que des raies de toutes intensités s'étendent de façon continue entre ces deux limites.

Étude des électrons Auger-K émis par le zinc 65.

Le noyau de zinc 65 se désintègre soit par capture K, 44,1 p. 100 de ces captures conduisant à un état excité de 1,12 Mev, soit par émission β^- (1,75 p. 100 environ). L'émission d'électrons Auger provient des vacances dans la couche K de l'atome de cuivre formé ; ces vacances résultent principalement des captures K, le coefficient de conversion K expérimental du γ émis n'étant que de $2,5 \cdot 10^{-4}$.

Les études récentes les plus complètes du zinc 65 ont été effectuées par T. Yuasa (Y_1), J. F. Perkins et S. K. Haynes (P_3). Ces auteurs ont étudié les spectres de positrons et la conversion du γ signalé. Ils ont également effectué l'étude des électrons Auger-K mais n'ont abouti qu'à des résultats très partiels.

Le travail présenté ici a eu pour objet de préciser la structure et les intensités relatives des groupes d'électrons Auger-K accompagnant la désintégration du zinc 65.

Préparation du zinc 65. — Le zinc radioactif employé pour cette étude a été préparé à Oak Ridge par la réaction $^{64}_{29}\text{Cu}(d, n)^{65}_{30}\text{Zn}$. L'activité spécifique du zinc obtenu était de 22 curies-gramme.

Méthodes expérimentales. — Les méthodes de préparation des sources et des fenêtres de compteur ont déjà été décrites par ailleurs.

1. — *Sources et fenêtres de compteur employées :*

— source (a) : largeur 2 mm, activité 0,6 μC .

— source (b) : largeur 2 mm, activité 1,8 μC .

— source (c) : largeur 1 mm, activité 0,2 μC .

Une fenêtre de 10 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dont le cut-off vérifié se situe vers 1,2 kev nous évitait les corrections d'absorption.

2. — *Réglage du spectromètre* (condition $|a| = 2s$). — Pour les sources (a) et (b), à une largeur $2s = 2$ mm correspond un facteur de transmission de $6,2 \cdot 10^{-3}$ et un pouvoir séparateur théorique :

$$\frac{\Delta(\rho H)}{\rho H} = 3,1 \cdot 10^{-3}.$$

A la source (c) de 1 mm de large, correspond un facteur de transmission de $4,3 \cdot 10^{-3}$ et un pouvoir séparateur théorique $\frac{\Delta(\rho H)}{\rho H} = 1,5 \cdot 10^{-3}$.

L'étalonnage en énergie a été fait au moyen des raies de conversion du dépôt actif du thorium. Les sources employées ont été préparées par évaporation dans le vide du dépôt actif du thorium en se plaçant dans les mêmes conditions que pour la préparation des sources du ^{65}Zn . La conservation de la géométrie du système permet de mesurer les produits ρH à $5 \cdot 10^{-6}$ près. Nous avons pu vérifier que le rapport $\rho H/i$, où i est le courant dans les bobines, est le même pour les raies F, A, I du ThB. Les valeurs adoptées pour les ρH de ces raies sont celles données par K. Siegbahn (S₅).

Etude des groupes Auger-K du zinc 65. — INTENSITÉS RELATIVES DES GROUPES AUGER-K. — L'étude des trois groupes KLL, KXY, KLX a été effectuée principalement avec la source (a), la figure 19 montre le relevé de ces trois groupes. On remarquera que la haute activité spécifique de cette source et la faible activité totale déposée nous ont permis d'avoir une source assez mince pour qu'il soit possible de séparer parfaitement les trois groupes; on a ainsi pu déterminer leurs intensités relatives :

$$\text{KLL} : \text{KLX} : \text{KXY} = 1 : 0,303 \pm 0,01 : 0,0166 \pm 0,001.$$

L'obtention des points expérimentaux avec l'erreur statistique indiquée a nécessité, compte tenu de l'influence du mouvement propre, des mesures de 30 minutes par point.

Pour avoir une meilleure précision sur le rapport $KLX : KXY$ nous avons employé la source (b) de même largeur mais 3 fois plus intense.

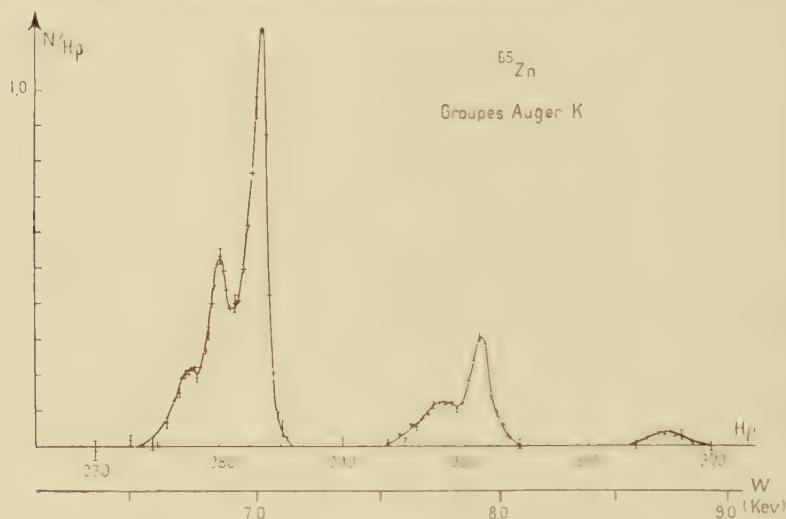


Fig. 19.

STRUCTURE DES GROUPES AUGER-K. — Nous avons essayé de préciser la structure fine du groupe KLL avec la source (c). En dépit de la haute activité spécifique du zinc et du grand pouvoir séparateur de l'appareil ($1,5 \cdot 10^{-3}$) il nous a été impossible de séparer les raies $KL_I L_{II}$, $KL_I L_{III}$ d'une part, $KL_{II} L_{II}$, $KL_{II} L_{III}$, $KL_{III} L_{III}$ d'autre part ; les raies composant ces deux groupes sont encore trop voisines pour être séparées.

La figure 20 montre le graphique relevé avec la source (c).

Nous avons pu cependant préciser de façon convenable les rapports d'intensité des sous-groupes de raies suivants :

$$\begin{aligned} & KL L_I / KL_I L_{II} + KL_I L_{III} / KL_{II} L_{II} \\ & + KL_{II} L_{III} + KL_{III} L_{III} \\ & = 1/2,13 \pm 0,09 / 5,41 \pm 0,24. \end{aligned}$$

Ce résultat a été atteint en assimilant chacun de ces sous-groupes à une raie unique. Nous avons supposé que

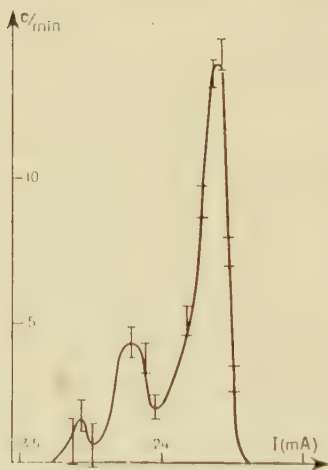


Fig. 20.
 ^{65}Zn Groupe Auger-KLL.

son profil du côté des hautes énergies nous était donné par le sous-groupe principal, nous l'avons reproduit pour le sous-groupe central et la raie KL_1L_1 ; quelques petites retouches sur les profils ainsi dessinés nous ont permis d'obtenir des sous-groupes de raies dont le profil est tout à fait comparable au profil de la raie théorique que nous avons présenté.

Les énergies correspondant au maximum de chacun de ces sous-groupes ainsi séparés ont été déterminées comme s'il s'agissait d'une raie unique; sur chacun d'entre eux nous avons choisi un point dont l'étude théorique que nous avons effectuée dans le chapitre II nous a montré qu'il correspond au ρH des particules focalisées (point A de la figure 4). Les valeurs trouvées ont été portées dans le tableau V où elles ont été comparées aux valeurs prévues théoriquement.

TABLEAU V

Raie Auger	Énergie théorique	Énergie expérimentale
KL_1L_1	6,682 kev	6,732 kev
KL_1L_{II}	6,835	6,846
KL_1L_{III}	6,858	
$KL_{II}L_{II}$	6,981	
$KL_{II}L_{III}$	7,004	7,016
$KL_{III}L_{III}$	7,023	

Cette comparaison nous a permis de préciser les énergies de liaison d'un atome de cuivre ionisé; en employant les notations de Bergström et Hill, nous pouvons écrire que l'énergie d'un électron Auger du groupe KLL est déterminée par :

$$E(K)_Z - E(L_n)_Z - E(L_m)_{Z+\Delta Z} \quad n, m = I, II, III.$$

$E(K)_Z$, $E(L_n)_Z$ désignant les énergies de liaison des électrons des couches K et L_n d'un atome de numéro atomique Z et $E(L_m)_{Z+\Delta Z}$ l'énergie de liaison d'un électron de la couche L_m du même atome ionisé.

Les valeurs théoriques portées dans le tableau V ont été calculées avec $\Delta z = 1$, les valeurs expérimentales portées en regard nous ont conduit à admettre une valeur $\Delta Z \cong 0,5$ pour la couche L_I et une valeur de $\Delta Z = 1$ pour les couches L_{II} et L_{III} .

Nous pouvons enfin donner une idée de la structure du groupe KLM en nous rapportant aux intensités théoriques de raie calculées par Pincherle (P_1). Le premier groupe $\rho H \cong 298$ correspond à $KL_1M_{II,III}$ et le second $\rho H \cong 301,5$ plus important à $KL_{II}M_{I,III}$ et $KL_{III}M_{II,III}$.

Électrons Auger-K et électrons de conversion du cobalt 57.

Introduction. — Le noyau du cobalt 57 de période 267 jours se désintègre principalement par capture K, un groupe de positrons de 320 kev a été signalé par plusieurs auteurs (C_4, C_5). Ces désintégrations laissent le noyau ^{57}Fe dans un état excité de 136 kev. Il peut revenir à son état fondamental soit par émission d'un γ unique (γ_2) soit par émission de deux γ en cascade de 122 et 14 keV que nous désignerons par γ_1 et γ_3 . L'existence de ces rayonnements a été confirmée par plusieurs auteurs. Certains d'entre eux ont employé des spectromètres à lentille (C_4, C_5) dont les pouvoirs de résolution étaient à peine suffisants pour séparer les raies de conversion dans la couche K de γ_1 et γ_2 . Alburger et Grace (A_1) ont apporté une contribution importante à l'étude des niveaux excités du ^{57}Fe en étudiant au moyen d'un compteur proportionnel les rayonnements γ pour déterminer le rapport $\frac{I(\gamma_2)}{I(\gamma_1)}$. Plus récemment Kork, Brice et Schmid (C_2) ont repris l'étude du cobalt 57 au moyen d'un spectrographe à double focalisation : leurs résultats enregistrés par la méthode photographique étaient contestables comme il sera démontré dans la discussion de cette étude.

Le travail exposé ici a eu pour objet une étude des électrons de conversion et des électrons Auger-K accompagnant la désintégration du cobalt 57.

Préparation du cobalt 57. — Le cobalt a été préparé au cyclotron d'Amsterdam par la réaction $^{56}\text{Fe} (d,n) ^{57}\text{Co}$; son activité spécifique était de 15 curies/gramme. Cette préparation conduisait à la formation de quantités importantes de ^{56}Co et de traces de ^{58}Co ; ceci était sans inconvénient pour l'étude des électrons de conversion du ^{57}Co mais les électrons Auger-K observés provenaient des 3 nucléides $^{56, 57, 58}\text{Co}$, ce qui empêchait de tirer des conclusions quantitatives sur le nombre d'électrons Auger par désintégration.

Méthodes expérimentales. — *Sources et fenêtres de compteur employées.* — Parmi les sources préparées (chap. II, sect. III) 3 ont été retenues :

- source (a) : largeur 2 mm, activité 2,3 μCi ;
- source (b) : largeur 2 mm, activité 32 μCi ;
- source (c) : largeur 4 mm, activité 8 μCi .

La source (a) a été réservée à l'étude des électrons Auger et les 2 autres à celle des électrons de conversion.

L'épaisseur des fenêtres de compteur employées nous évitait les corrections d'absorption. Pour les mesures effectuées avec la source (b) le compteur était obturé par une fenêtre de formvar de 30 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ sans support intermédiaire sur toute l'étendue exposée au faisceau électroni-

que. Pour les mesures effectuées avec les sources (a) et (c) dans le domaine des basses énergies (< 7 kev) nous avons employé des fenêtres de formvar de $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ déposées sur des grilles de lectromesh transparente à 50 p. 100.

Réglage du spectromètre. — a) *Luminosité et pouvoir séparateur.*

— Pour les sources (a) et (b), à une largeur de source $2s = 2$ mm correspond un facteur de transmission de $6,2 \cdot 10^{-3}$ et un pouvoir séparateur théorique : $\frac{\Delta(\rho H)}{\rho H} = 3,1 \cdot 10^{-3}$.

Pour la source (c) à une largeur de 4 mm correspond un facteur de transmission de $9 \cdot 10^{-3}$ et un pouvoir séparateur théorique :

$$\frac{\Delta(\rho H)}{\rho H} = 6,2 \cdot 10^{-3}.$$

b) *Etalonnage de l'appareil.* — Il a été effectué au moyen des raies F et A du thorium B ; les sources employées ont été préparées par évaporation sous vide du dépôt actif, du thorium, le dispositif d'évaporation et de repérage de la source étant rigoureusement le même que pour le cobalt.

Pour mesurer l'énergie d'une raie de conversion du cobalt son profil est relevé dans les mêmes conditions que celui de la raie F ou A (abscisses : intensités du courant dans les bobines du spectromètre ; ordonnées : taux de comptage après déduction du fond continu pour

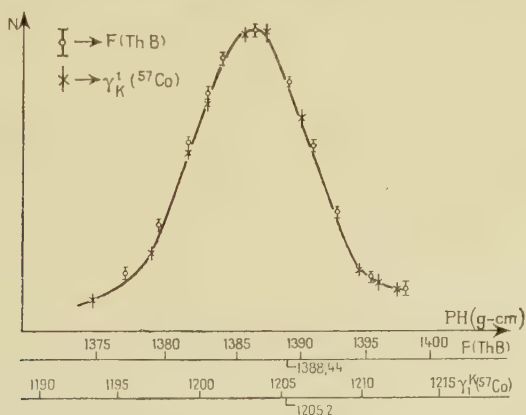


Fig. 21. — ^{57}Co : mesure précise du ρH de la raie de conversion γ_K^1 par comparaison avec la raie F du ThB.

la raie F). On fait ensuite coïncider par tâtonnements successifs les profils des deux raies en modifiant les abscisses et ordonnées. Lorsque ce résultat est atteint le rapport des intensités portées en abscisses est égal à celui des ρH des deux raies, d'où celui de la raie cherchée. La

figure 21 représente la comparaison du profil de la raie F du ThB ($\mathcal{H} = 1388,44$ gauss-cm d'après Siegbahn) avec celui de la raie de conversion dans la couche K du γ de 122 kev. La précision atteinte est de $2,5 \cdot 10^{-4}$, à cette précision les corrections de dilatation des bobines sont négligeables.

Cette méthode est d'autant plus précise que la source employée présente de bonnes qualités notamment une grande activité spécifique et une faible densité superficielle ; ainsi la source (c) plus large que la source (b) mais dont la densité superficielle était huit fois plus faible présentait la meilleure garantie pour la mesure précise des énergies des raies de conversion et pour en déduire celle des rayonnements γ correspondants.

Etude des électrons Auger du cobalt 57. — Cette étude a été effectuée avec la source (a) et les résultats obtenus sont portés sur le graphique 22.

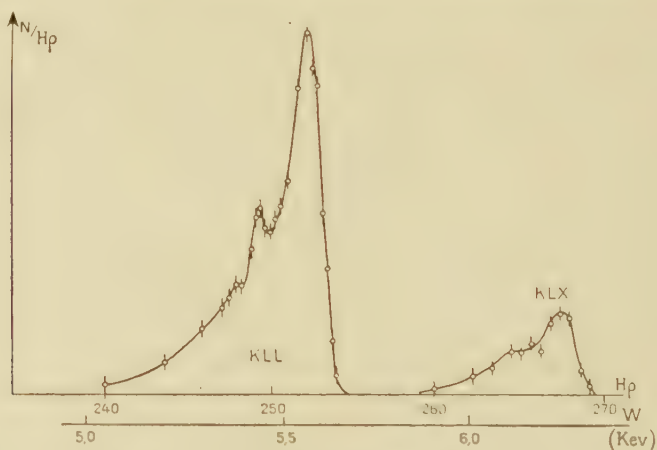


Fig. 22. — ^{57}Co : groupe Auger KLL et KLX.

Seuls les groupes KLL et KLX ont pu être relevés : le groupe KXY très faible est masqué par le pied de la raie de conversion de γ dans la couche K. La bonne activité spécifique de la source et sa faible épaisseur nous ont permis de séparer complètement les groupes KLL et KLX mais ont été insuffisantes pour la séparation des raies formant ces groupes.

L'intensité relative de ces deux groupes qui a pu être ainsi déterminée est :

$$\text{KLL} : \text{KLX} = 1 : 0,20 \pm 0,01.$$

On peut reporter sur le graphique 23 les valeurs obtenues pour le

rapport des intensités KLL/KLX en fonction du nombre atomique. Nous avons fait figurer les valeurs que nous avons obtenues pour $Z = 26$ et $Z = 29$, ainsi que celles données par différents auteurs en particulier Broyles, Thomas et Haynes (B_2) pour $Z = 48$, $Z = 55$, $Z = 79$. Les valeurs indiquées se placent très approximativement sur une droite passant par l'origine.

On a pu également déterminer les intensités des groupes de raies suivants :

$$\begin{aligned} & \text{KL}_I\text{L}_I/\text{KL}_I\text{L}_{II} + \text{KL}_I\text{L}_{III}/\text{KL}_{II}\text{L}_{II} \\ & + \text{KL}_{II}\text{L}_{III} + \text{KL}_{III}\text{L}_{III} \\ & = 1/2,3 \pm 0,20/6,6 \pm 0,6. \end{aligned}$$

Si l'on compare l'intensité relative τ des deux premiers groupes par rapport au dernier, pour différentes valeurs de Z , on constate qu'elle diminue régulièrement avec Z . C'est ce que nous avons fait dans le tableau VI suivant où figurent les valeurs relatives de ces deux groupes pour 4 valeurs de Z .

TABLEAU VI

Z	26	29	47	83
Réf. τ	(B_{10}) 0,5	(M_{10}) 0,58	(J_2) 0,6	(M_3) 1,47

On a pu déterminer l'énergie correspondant au maximum de ces trois groupes suivant un processus déjà indiqué, on a ensuite comparé

TABLEAU VII

Raie Auger	Énergie théorique	Énergie expérimentale
KL_IL_I	5,342 kev	5,376 kev
KL_IL_I	5,476	5,446
KL_IL_{II}	5,491	
$\text{KL}_{II}\text{L}_{II}$	5,597	
$\text{KL}_{II}\text{L}_{I,I}$	5,612	
$\text{KL}_{III}\text{L}_{III}$	5,625	

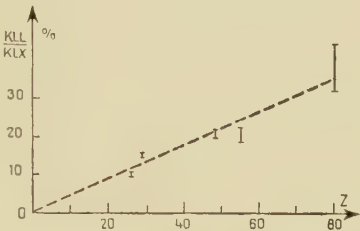


Fig. 23. — Rapport KLL/KLX en fonction de Z.

ces valeurs aux valeurs prévues théoriquement. Nous avons groupé les résultats dans le tableau VII.

Les valeurs théoriques ont été calculées d'après la formule :

$$W_{KLnLm} = E(K)_Z - E(L_n)_Z - E(L_m)_{Z+\Delta Z} \quad \text{avec} \quad Z = 26$$

où nous avons employé les notations de Bergström et Hill déjà définies en prenant $\Delta Z = 1$; pour les deux groupes de plus grande énergie la valeur expérimentale est nettement inférieure à la valeur théorique ; comme ΔZ ne peut avoir une valeur supérieure à 1 il semble que l'écart doive être attribué au ralentissement des électrons dans l'épaisseur de la source ; il se traduit par l'élargissement observé des raies.

Etude des électrons de conversion.

ÉNERGIE DES RAYONNEMENTS γ . — Comme nous l'avons déjà souligné, la source (c) dont la densité superficielle était beaucoup plus faible que celle de la source (b) devait nous permettre d'atteindre le maximum de précision pour la détermination des énergies des raies de conversion.

Dans le tableau VIII nous avons fait figurer comparativement les énergies des raies de conversion K obtenues en employant ces deux sources :

TABLEAU VIII

Source	(b)	(c)
γ_K^1	$114,62 \pm 0,03 \text{ kev}$	$114,83 \pm 0,03 \text{ kev}$
γ_K^2	$129,00 \pm 0,03$	$129,20 \pm 0,03$
γ_L^3	$13,32 \pm 0,02$	$13,53 \pm 0,01$

On remarquera que les valeurs obtenues avec la source (b) sont systématiquement plus faibles, ce qui traduit la perte d'énergie dans l'épaisseur de la source ; d'autre part les profils des raies de conversion relevés avec cette source sont étalés du côté des faibles énergies et leur comparaison avec la forme théorique des raies pourrait conduire à des résultats moins précis pour la détermination des énergies.

Des valeurs obtenues pour la source (c) nous avons déduit les énergies W des rayonnements γ correspondants et nous les avons portées dans le tableau IX où l'on peut les comparer avec celles obtenues par différents auteurs au cours d'études récentes.

Le principe de combinaison est rigoureusement vérifié : la somme des énergies de γ_1 et γ_3 est égale à celle de γ_2 .

$$W(\gamma_2) = W(\gamma_3) + W(\gamma_1) = 14,37 + 121,94 = 136,31 \text{ kev.}$$

TABLEAU IX

Références $W(\gamma)$	A	C ₁	C ₂	C ₃	Présent travail
$W(\gamma_1)$	122,8	119	122,8	123 ± 2	$121,94 \pm 0,03 \text{ kev}$
$W(\gamma_2)$	137,6	133	137,4	137 ± 2	$136,31 \pm 0,03$
$W(\gamma_3)$			14,6		$14,37 \pm 0,01$

NATURE DES RAYONNEMENTS. — La disposition des niveaux excités du fer 57 est bien établie mais l'attribution des polarités aux différents rayonnements est encore discutée.

La mesure par Deutsch et Wright (D₁) de la durée de vie de l'état excité de 14 kev a conduit Goldhaber et Sunyar (G₁) à attribuer le caractère M₁ à γ_3 . La nature des transitions attribuées à γ_1 et γ_2 doit apporter le même changement de parités, ces transitions doivent être soit M₁ et E₂ soit E₁ et M₂. Alburger et Grace (A₂) ont pu mesurer les coefficients de conversion K de γ_1 et γ_2 ils ont trouvé que celui de γ_2 est beaucoup plus élevé que celui de γ_1 et ils en ont déduit qu'il fallait attribuer à γ_2 le caractère E₂.

TABLEAU X

	E ₁		M ₁		E ₂	
	(α_1)K	(α_1)L total	(β_1)K	(β_1)L total	(α_2)K	(α_2)L total
γ_3 (14,37 kev)	12,9	1,147	7,67	0,713		
γ_1 (121,94 kev)	$2,04 \cdot 10^{-2}$	$1,79 \cdot 10^{-2}$	$1,86 \cdot 10^{-2}$	$1,67 \cdot 10^{-3}$		
γ_2 (136,31 kev)					0,138	$1,2 \cdot 10^{-2}$

Ces résultats ont été contestés par Kork, Brice et Schmid (G₂) qui ont trouvé pour γ_3 un rapport K/L trop faible pour une transition M₁ et ont donc proposé d'attribuer à γ_1 et γ_3 le caractère E₁, laissant à γ_2 le caractère E₂.

a) *Détermination théorique des coefficients de conversion et des rapports K/L.* — Les coefficients théoriques de conversion ont été

calculés par interpolation graphique dans les tables de Rose. Cette opération ne présentait pas de difficultés pour γ_1 et γ_2 ; par contre pour γ_3 elle nécessite une extrapolation qui a été faite en portant sur un graphique $\log \beta_1$ en fonction de $\frac{Z^2}{E}$. Les valeurs des coefficients de conver-

TABLEAU XI

Transitions	Valeurs théoriques			Valeurs expérimentales			
	E_1	M_1	E_2				
Références				C_1	A_3	C_3	Présent travail
$\left(\frac{n_K}{n_L}\right)_3 = \left(\frac{K}{L}\right)_3$	11,25	10,75				3	$8,93 \pm 0,14$
$\left(\frac{L}{M}\right)_3$						4	$9,1 \pm 0,5$
$\left(\frac{K}{L}\right)_1$	11,4	11,2		6,3	8,2	11	$6,7 \pm 0,6$
$\left(\frac{K}{L}\right)_2$			11,5	5,2	7,7	10	$8,2 \pm 0,5$
$T = \frac{(n_K)_3}{(n_K)_1}$	42,5	44,5					$49,6 \pm 1$
$\frac{(n_K)_1}{(n_K)_2}$							$1,17 \pm 0,06$

sion concernant les transitions envisagées pour expliquer les résultats expérimentaux ont été rassemblées dans le tableau X. Les rapports K/L s'en déduisaient facilement et les valeurs trouvées figurent sur le tableau XI en regard des résultats expérimentaux.

Pour les deux γ en cascade, il est intéressant de calculer théoriquement le rapport T des nombres d'électrons comptés dans les deux raies de conversion K.

Soient n_K , n_L les nombres d'électrons de conversion correspondant aux différentes couches, N le nombre de quanta. On écrit que le nombre de transitions conduisant du niveau de 136 kev à celui de 14 kev

est égal au nombre de celles qui ramènent le noyau de ce dernier niveau à l'état fondamental :

$$(N + n_K + n_L + \dots)_4 = (N + n_K + n_L + \dots)_3$$

$$T = \frac{(n_K)_3}{(n_K)_4} = \frac{(1 + N/n_K + n_L/n_K + \dots)_4}{(1 + N/n_K + n_L/n_K + \dots)_3}$$

N/n_K est l'inverse du coefficient de conversion $(\alpha_1)_K$ ou $(\beta_1)_K$; n_L/n_K l'inverse du rapport K/L. Ces nombres ont tous été déterminés théoriquement sauf $\left(\frac{n_M}{n_K}\right)_1$ que nous négligeons et $\left(\frac{n_M}{n_K}\right)_3$ pour lequel nous prendrons la valeur expérimentale approchée 0,01.

Dans l'hypothèse de deux transitions M_1 il vient alors $T = 44,5$. Ce résultat est à peine modifié si l'on prend pour les n_L/n_K au lieu des valeurs théoriques les valeurs expérimentales : on trouve $T = 44$.

Dans l'hypothèse de deux transitions E_1 on trouve avec les valeurs théoriques $T = 42,5$, et $T = 41,8$ avec les valeurs expérimentales de $\frac{n_L}{n_K}$. Ces valeurs de T sont portées dans le tableau XI.

b) *Résultats expérimentaux.* — Les raies de conversion ont été

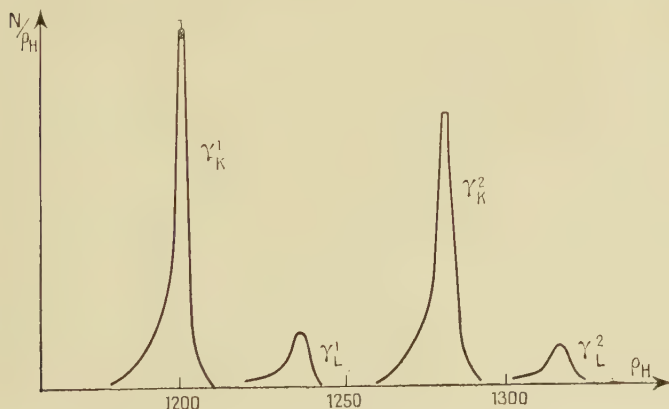


Fig. 24. — ^{57}Co : raies de conversion K et L de γ_1 et γ_2 .

étudiées avec les sources (b) et (c). La source (b) a permis la comparaison des raies K et L de γ_1 et γ_2 ainsi que celles des raies L et M de γ_3 ; certaines de ces raies sont peu intenses et l'intensité de la source (b) était nécessaire pour les compter avec une précision suffisante. La figure 24 représente le relevé des raies K et L de γ_1 et γ_2 .

La source (c) a permis la comparaison des raies K et L de γ_3 et celles

des raies K de γ_1 et γ_2 : la figure 25 montre le relevé des raies K et L de γ_3 .

La mesure des aires des divers profils de raie sur un graphique où $N/\varphi H$ est porté en fonction de φH a fourni les divers rapports $\frac{n_K}{n_L}$ portés dans le tableau,

c) *Conclusions.* — Le rapport de K/L de γ_3 que nous avons obtenu

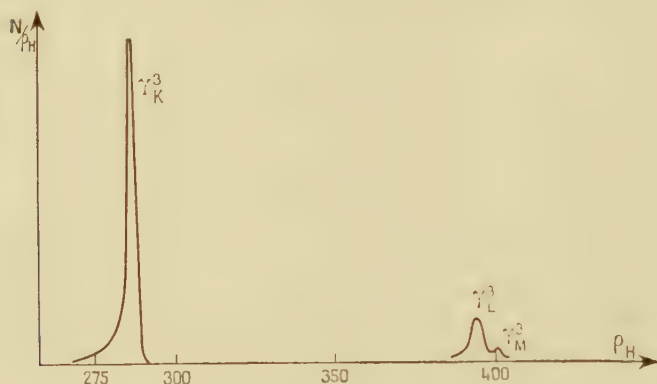


Fig. 25. — ^{57}Co : raies de conversion K, L et M de γ_3 .

est compatible avec l'hypothèse d'une transition M_1 . La mesure des densités de noircissements d'un film photographique avait conduit Kork, Brice et Schmid à attribuer la valeur 3 à ce rapport K/L. Ce résultat semble avoir été établi sans tenir compte de la variation rapide de la sensibilité des émulsions photographiques dans ce domaine d'énergie. Mladjenovic et Slatis (M_1) trouvent en effet pour une certaine émulsion (Ilford Selochrome 120) une sensibilité qui décroît rapidement en dessous de 80 kev et devient très faible vers 10 kev. Nos résultats établis par dénombrement au compteur des électrons focalisés sont dans la limite des erreurs statistiques beaucoup plus précis. Ils sont en accord avec les conclusions de Goldhaber et Sunyar qui avaient attribué à γ_3 le caractère M_1 .

La valeur expérimentale trouvée pour le rapport $T = \frac{(n_K)_3}{(n_K)_1}$ se rapproche davantage de la valeur théorique pour deux transitions de caractère M_1 ; ce qui renforce la conclusion émise pour γ_3 et confirme le caractère M_1 de γ_1 .

Les rapports K/L expérimentaux relatifs à γ_1 et γ_2 ne semblent pas concorder avec les valeurs théoriques calculées; toutefois ils sont en accord avec les résultats empiriques établis par Goldhaber et Sunyar (G_1).

Ces conclusions nous permettent d'adopter le schéma de désintégration du cobalt 57 proposé par Graseman et Manley (G₃) et porté sur la figure 26.

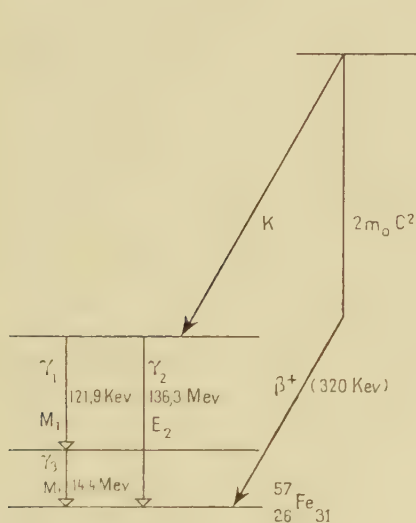


Fig. 26. — Schéma de désintégration du cobalt 57.

RÉSUMÉ

Nous avons conçu et réalisé le premier spectromètre à double focalisation utilisant un circuit magnétique sans fer (M_s), nous avons obtenu la topographie désirée pour le champ magnétique par le calcul théorique du champ créé par des courants circulaires. Cet appareil s'est révélé particulièrement pratique pour les études effectuées à grand pouvoir séparateur (2.10^{-3}) dans le domaine des basses énergies. Nous avons mis au point des techniques permettant de préparer des sources radioactives uniformes à grande activité spécifique recueillies sur des supports de matière plastique de faible densité ($10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Ces réalisations techniques nous ont permis d'effectuer les travaux suivants :

1° Nous avons étudié le back-scattering des électrons sur des supports de sources et nous en avons tiré des conclusions pour nos travaux de spectrographie. Des supports formés de matériaux légers (matières plastiques, Al) n'apportent pas de back-scattering pour des densités, de l'ordre de $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

2° Nous avons étudié le groupe Auger-L du dépôt actif du tho-

rium (M_{11}) : le grand pouvoir séparateur de notre appareil nous a permis de dénombrer plus de 30 raies et d'en identifier la plupart. Nous avons pu vérifier que le nombre de vacances dans la couche L est en accord avec les prévisions théoriques.

3° Nous avons étudié les électrons Auger-K du zinc 65 (M_{10}) : nous avons pu séparer les groupes KLL, KLX et KXY, préciser la structure des groupes KLL et KLX et déterminer avec précision leur importance relative.

4° Nous avons étudié les électrons de conversion du cobalt 57 (B_{10}) : nous avons pu séparer parfaitement les raies de conversion K et L des trois γ et déterminer avec précision leurs énergies. Nous avons pu confirmer le caractère dipolaire magnétique du γ de 14,37 kev contesté par Cork, Brice et Schmid (C_2) et adopter le schéma de désintégration proposé par Craseman et Manley (C_3). Nous avons effectué une étude particulière des électrons Auger-K du cobalt 57.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- A₁. D. ALBURGER et M. GRACE. — *Proc. Phys. Soc.*, 1954, A **67**, 280.
- B₁. I. BERGSTRÖM et R. D. HILL. — *Ark. för Fys.*, 1954, **8**, n° 21.
- B₂. C. D. BROYLES, D. A. THOMAS et S. HAYNES. — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 715.
- B₃. E. H. C. BURHOP. — *Proc. Roy. Soc.*, 1935, **148 A**, 272.
- B₄. A. BARTLETT et K. BAINDRIDGE. — *Rev. Sc. Instr.*, 1951, **22**, 517.
- B₅. P. BARREAU, P. LEGER, J. MOREAU et P. PRUGNE. — *Jour. Phys. Rad.*, 1954, **15**, 4 A.
- B₆. W. BOTHE. — *Z. Naturf.*, 1949, **4 a**, 542.
- B₇. J. BALFOUR. — *Jour. of. Sc. Instr.*, 1954, **25**, 395.
- B₈. D. BLACK. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1936, **32**, 461.
- B₉. D. K. BUTT. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, A **63**, 986.
- B₁₀. J. B. BELLICARD et A. MOUSSA. — *C. R. Ac. Sc.*, 1955, **241**, 1202.
- C₁. D. COSTER et R. KRÖNIG. — *Physica*, 1935, **2**, 13.
- C₂. J. M. CORK, M. K. BRICE et L. C. SCHMID. — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 703.
- C₃. B. CRASEMEN et D. MANLEY. — *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 66.
- C₄. L. CHENG, J. DICK et J. KURBATOV. — *Phys. Rev.*, 1953, **88**, 887.
- D₁. M. DEUTSCH et W. WRIGHT. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 139.
- E₁. C. D. ELLIS. — *Proc. Roy. Soc.*, 1921, A **99**, 261.
- F₁. A. FLAMMERSFELD. — *Z. Phys.*, 1939, **114**, 227.
- G₁. M. GOLDBABER et A. SUNYAR. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 906.
- H₁. R. D. HILL. — *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 770.
- H₂. A. HEDGRAN, K. SIEGBAHN et N. SVARTHOLM. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, A **63**, 960.
- H₃. P. HUBERT. — *Jour. Rech. du C. N. R. S.*, 1948, **6**, 132.
- J₂. F. A. JOHNSON et J. S. FOSTER. — *Can. Jour. Phys.*, 1953, **31**, 469.
- K₁. E. H. KENNARD et E. RAMBERG. — *Phys. Rev.*, 1934, **46**, 1040.

- K₂. F. N. KURIE, J. S. OSABA et L. SLACK. — *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 771.
 K₃. D. W. KERST et R. SERBER. — *Phys. Rev.*, 1941, **60**, 53.
 K₄. B. KINSEY. — *Can. Jour. Phys.*, 1948, **26**, 404.
 L₁. T. R. LYLE. — *Phil. Mag.*, 1902, **3**, 310.
 M₁. H. MASSEY et E. BURHOP. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1936, **32**, 461.
 M₂. J. W. MIHELICH. — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 415.
 M₃. M. MLADJENOVIC et H. SLATIS. — *Ark. för Fys.*, 1954, **8**, 63.
 M₄. H. MASSEY et E. BURHOP. — *Proc. Roy. Soc.*, 1936, A **153**, 661.
 M₅. A. MOUSSA et J.-B. BELLICARD. — *Jour. Rech. C. N. R. S.*, 1952, **18**, 131.
 M₆. A. MOUSSA et J.-B. BELLICARD. — *C. R. Ac. Sc.*, 1952, **234**, 1681.
 M₇. A. MOUSSA. — *Physica*, 1952, **18**, 1120.
 M₈. A. MOUSSA et J.-B. BELLICARD. — *Jour. Phys. Rad.*, 1954, **15**, 85 A.
 M₉. M. MLADJENOVIC. — *Jour. Phys. Rad.*, 1955, **16**, 545.
 M₁₀. A. MOUSSA, S. HAYNES et J.-B. BELLICARD. — *A paraître*.
 M₁₁. A. MOUSSA et J.-B. BELLICARD. — *C. R. Ac. Sc.*, 1956, **242**, 1136.
 P₁. L. PINCHERLE. — *Nuovo Cimento*, 1935, **12**, 81.
 P₂. P. PRUGNE et L. LECHAUGUETTE. — *Jour. Phys. Rad.*, 1952, **13**, 563.
 P₃. J. F. PERKINS et S. K. HAYNES. — *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 687.
 R₁. M. E. ROSE et AL. — *Beta and gamma spectroscopy*, edited by Kai Siegbahn Amsterdam, 1955.
 R₂. J. REITZ. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 10.
 R₃. E. RUTHERFORD, J. CHADWICK et C. D. ELLIS. — *Radiations from radio-active substances*, 508-513.
 S₁. N. SVARTHOLM et K. SIEGBAHN. — *Ark. Mat. Fys*, 1946, **33** A, n° 21.
 S₂. R. STEFFEN, O. HUBER et F. HUMBEL. — *Helv. Phys. Acta*, 1949, **22**, 16.
 S₃. N. SVARTHOLM. — *Ark. Mat. Phys.*, 1949, **33** A, n° 24.
 S₄. F. SCHULL et D. DENNISON. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 681 et **72**, 256.
 S₅. K. SIEGBAHN. — *Physica*, 1952, **18**, 1043.
 S₆. K. SIEGBAHN et K. EDVARSON. — *A paraître*.
 S₇. H. SELIGER. — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 408.
 S₈. J. SURUGUE. — *Ann. Phys.*, 1936-1937, **8**, 484.
 S₉. H. SLATIS et M. MLADJENOVIC. — *Jour. Phys. Rad.*, 1955, **16**, 638.
 S₁₀. E. SEGRE et A. HELMOLTZ. — *Rev. Mod. Phys.*, 1949, **21**, 282.
 T₁. J. THIBAUD. — *Thèse Paris*, 1925.
 T₂. J. THIBAUD. — *Jour. Phys. Rad.*, 1925, **6**, 334.
 T₃. H. TRALLI et G. H. GOERTZEL. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 399.
 T₄. H. TAYLOR et N. MOTT. — *Proc. Roy. Soc.*, 1932, A **138**, 665.
 V₁. S. VUCCINO. — *Jour. Phys. Rad.*, 1952, **13**, 543.
 V₂. VALADARES. — *Jour. Phys. Rad.*, 1955, **16**, 542.
 W₁. H. C. WOLFE. — *Phys. Rev.*, 1943, **43**, 221.
 W₂. G. WENTZEL. — *Z. Phys.*, 1927, **43**, 524.
 W₃. J. W. WEYMOUTH. — *Phys. Rev.*, 1952, **84**, 766.
 Y₁. T. YLSSA. — *Physica*, 1952, **18**, 1265.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Effet de l'irradiation par neutrons
sur la structure des solides.**

VU :

Les membres du jury,

THIBAUD, PRETTRE, MOUSSA.

VU ET APPROUVÉ :

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

DOUIN.

VU ET ACCORDÉ LE PERMIS D'IMPRIMER :

Lyon, le 10 décembre 1955.

Le Recteur,

Président du Conseil de l'Université,

ANDRÉ ALLIX.

